

修士学位論文

フェルミ・ガンマ線宇宙望遠鏡による
最高エネルギー宇宙線加速源候補となる活動銀河核の研究
2012年度
(平成24年度)

茨城大学大学院理工学研究科
理学専攻

11NM163T
福田 愛璃紗

概要

本研究では、オージェ宇宙線観測所とフェルミ衛星 GeV ガンマ線ソースカタログについて空間的な相関を調査し、最高エネルギー宇宙線の加速源候補天体を選出した。これらの天体のうち活動銀河核に関してガンマ線データの詳細解析を行い、最高エネルギー宇宙線の加速源となり得るかどうかの検証を行うことを目的とする。

宇宙線の起源問題は、未だ解決していない宇宙物理学上の問題の1つである。宇宙線は通常、星間磁場の影響により到来方向を特定することは難しい。しかし、 10^{18}eV 以上ものエネルギーをもつ、いわゆる最高エネルギー宇宙線は、到来方向の情報がある程度保ったまま地球に到来し、その存在は銀河系外の活動銀河核やガンマ線バースト等の天体による粒子加速に起因すると考えられている。近年、オージェ宇宙線観測所での観測により、宇宙線の到来方向と近傍の活動銀河核には空間的に有意な相関があることが報告された。しかし、これは単に空間的な相関であるため、対応天体による粒子加速の詳細は明らかではない。最高エネルギー宇宙線の加速源候補となる天体では、大規模な粒子加速が起こっているはずであり、このような領域で、粒子は周囲の物質・場との相互作用で非熱的な電磁波を発生する。特にガンマ線は、高エネルギー粒子の加速が起こっている直接的な証拠となるため、本研究では2008年に打ち上げられたフェルミ衛星による GeV ガンマ線のカタログに着目した。フェルミ衛星の主要なガンマ線検出器である Large Area Telescope (LAT) では、 20MeV – 300GeV のエネルギー領域をこれまでで最高の感度で観測することを実現している。

本研究では、フェルミ衛星の2年間の観測を元にした GeV ガンマ線カタログ中のガンマ線ソースからオージェ宇宙線観測所で観測された最高エネルギー宇宙線までの天球上の角度 θ をパラメータとして用いて、空間的な相関を調査した。銀河磁場の影響を考慮し、 $\theta = 4.0$ 度とした結果、 $\theta = 4.0$ 度以内で複数個の最高エネルギー宇宙線と相関のある GeV ガンマ線ソースが複数個見つかった。ここで、最高エネルギー宇宙線は GZK カットオフにより典型的に 100Mpc 以内から到来すると考えられているため、 100Mpc より遠方にある天体を候補から除外した。また、既に詳細な研究がされている Cen A 近傍の領域を除外したところ、新たに6個の最高エネルギー宇宙線の加速源候補となる天体を見つけることができた。これらのソースのうち、4天体は他波長で未同定の GeV ガンマ線ソースであり、残る2天体は活動銀河核であり電波で同定されている。

本研究では、上記の方法で選出した最高エネルギー宇宙線加速源候補天体の6天体のうち、活動銀河核と同定されている2天体についてガンマ線データ解析を行った。解析には、フェルミ衛星による38ヶ月（2008.8.4 – 2011.10.12）のガンマ線観測データを使用した。解析には、“Science Tools” というフェルミ衛星のデータを解析するツールを利用し、ガンマ線のカウントマップの作成、最尤法を用いたフィッティング、天体の広がり調査、エネルギースペクトル、光度曲線を導出した。また、すでに同定されている天体に関しては他波長での観測データも加え、理論モデルでの多波長スペクトルのフィッティングを行い、最高エネルギー宇宙線の加速源となり得るかどうかの検証を行った。その結果、最高エネルギー宇宙線加速源候補天体である活動銀河核において、中心核での加速が起こっていると仮定した場合、宇宙線陽子では困難であるが鉄であれば加速できる可能性があることが分かった。また、中心核での加速が不可能な場合、活動銀河核ローブで加速が起こっていると仮定した場合、加速が可能となる大きさの下限値を求めることができた。

目次

第 1 章	最高エネルギー宇宙線	6
1.1	宇宙線	6
1.1.1	宇宙線のスペクトル	6
1.1.2	宇宙線の起源	6
1.2	最高エネルギー宇宙線	8
1.2.1	最高エネルギー宇宙線の伝播	8
1.2.2	The Pierre Auger 観測所 (PAO) による観測	9
第 2 章	活動銀河核	13
2.1	活動銀河核の分類	13
2.2	活動銀河核の統一モデル	15
2.3	ブレーザーの観測的特徴	15
2.3.1	エネルギースペクトル分布	15
2.3.2	時間変動	17
2.3.3	相対論的ビーミング	17
2.3.4	超光速運動	18
2.4	ブレーザーの放射機構	19
第 3 章	フェルミ・ガンマ線宇宙望遠鏡	22
3.1	フェルミ・ガンマ線宇宙望遠鏡の概要	22
3.2	Large Area Telescope(LAT) 検出器の検出原理	24
3.2.1	トラック (TKR)	24
3.2.2	カロリメータ (CAL)	25
3.2.3	反同時計数シールド (ACD)	26
3.3	Large Area Telescope(LAT) 検出器の性能	27
第 4 章	最高エネルギー宇宙線加速源候補天体	29
4.1	加速源候補天体の選出	29
4.2	最高エネルギー加速源候補天体	30
第 5 章	Fermi-LAT データ解析	31
5.1	データ解析方法	31
5.1.1	データ構造	31
5.1.2	データセレクション	32
5.1.3	Likelihood 解析	34
5.2	データ解析結果	38
5.2.1	全エネルギー領域でのフィッティング	38

5.2.2	天体の広がり調査	43
5.2.3	ガンマ線スペクトル	46
5.2.4	光度曲線	47
第 6 章	議論	52
6.1	多波長でのエネルギースペクトル分布	52
6.2	最高エネルギー宇宙線加速の可能性	54
6.2.1	シンクロトロン・自己コンプトンモデルでのフィッティング	55
6.2.2	フィッティング結果	57
6.2.3	活動銀河核中心核での場合	60
6.2.4	活動銀河核ローブでの場合	61
第 7 章	まとめと今後	62
付 録 A	Science Tools コマンド	63
付 録 B	MAXI データ解析	65
B.1	データセレクション	65
B.2	データ解析	66

目次

1.1	宇宙線のエネルギースペクトル	7
1.2	Hillas プロット	7
1.3	最高エネルギー宇宙線のエネルギー損失	9
1.4	The Pierre Auger 観測所概略図	10
1.5	最高エネルギー宇宙線のエネルギースペクトル	11
1.6	最高エネルギー宇宙線イベントと近傍の活動銀河核の分布	12
1.7	最高エネルギー宇宙線と近傍の活動銀河核との相関	12
2.1	AGN の分類	13
2.2	FR1 電波銀河と FR2 電波銀河	15
2.3	活動銀河核の統一モデル	16
2.4	典型的なブレーザーのエネルギースペクトル分布	16
2.5	超光速運動	18
2.6	ブレーザーの放射機構	20
3.1	フェルミ衛星概観	22
3.2	LAT による全天マップと EGRET による全天マップ	23
3.3	Large Area Telescope(LAT)	24
3.4	トラックモジュールの写真(左)と検出原理	25
3.5	カロリメータ(CAL)	26
3.6	反同時計数シールド(ACD)	26
3.7	LAT の Field Of View (FOV)	28
3.8	LAT の Point Spread Function	28
3.9	LAT のエネルギー分解能	28
4.1	最高エネルギー宇宙線の伝播による曲り角の分布	29
4.2	加速源候補天体の選出手法	29
4.3	最高エネルギー宇宙線加速源候補天体の選出結果	30
5.1	Fermi-LAT データ解析の流れ	32
5.2	Zenith Angle	33
5.3	2FGLJ0939.1-1734、2FGLJ1755.5-6423 残差マップ	40
5.4	2FGLJ0939.1-1734 モデルフィット結果	41
5.5	2FGL J1755.5-6423 モデルフィット結果	42
5.6	2FGL J0939.4-6423、2FGL J1755.5-6423 の広がり調査結果	44
5.7	2FGLJ0939.1-1734、2FGL J1755.5-6423 のガンマ線スペクトル	46
5.8	2FGLJ0939.1-1734 ガンマ線光度曲線	48

5.9	2FGL J1755.5–6423 ガンマ線光度曲線	49
5.10	2FGLJ0939.1–1734 ガンマ光度時間変動の確認	50
5.11	2FGL J1755.5–6423 ガンマ線光度時間変動の確認	51
6.1	2FGLJ0939.1–1734 のエネルギースペクトル分布	53
6.2	2FGLJ1755.5–6423 のエネルギースペクトル分布	53
6.3	2FGLJ0939.1–1734 の電波画像と可視光画像の比較	54
6.4	2FGLJ0939.1–1734 の SSC モデルでのフィッティング結果	58
6.5	2FGLJ1755.5–6423 の SSC モデルでのフィッティング結果	59
6.6	活動銀河核中心核での最高エネルギー宇宙線加速	60
6.7	活動銀河核ローブでの宇宙線加速	61
B.1	MAXI/GSC による 2FGL J0939.1–1734 と、2FGL J1755.5–6423 のスペクトル	66
B.2	2FGL J0939.1–1734 と、2FGL J1755.5–6423 の水素柱密度	67

表 目 次

3.1	LAT と EGRET の性能の比較	23
4.1	最高エネルギー宇宙線加速源候補天体	30
5.1	データセレクション	34
5.2	Binned Likelihood 結果	39
5.3	2FGL J0939.4–6423 の座標の調査結果	45
5.4	2FGL J1755.5–6423 の座標の調査結果	45
6.1	SSC モデルでのフィッティングパラメータ概要	56
6.2	2FGLJ0939.1–1734 の SSC モデルでのフィッティング結果	57
6.3	2FGLJ1755.5–6423 の SSC モデルでのフィッティング結果	57
6.4	活動銀河核ローブでの宇宙線加速である場合の加速領域の下限值	61
B.1	MAXI/GSC の性能	65
B.2	MAXI/GSC データセレクション	66
B.3	MAXI/GSC データ解析結果	67

第1章 最高エネルギー宇宙線

1.1 宇宙線

宇宙線とは、宇宙空間に存在する高エネルギーの荷電粒子であり、1912年にオーストラリアの物理学者 V. F. Hess によって発見された。宇宙線は、その約 90% を陽子がしめ、約 10% がヘリウム、残りはそれより重い原子核である。発見から 100 年が経過し、銀系内宇宙線の起源は明らかになりつつあるが、系外の宇宙線の起源は未だわかっていない。

1.1.1 宇宙線のスペクトル

図 1.1 に宇宙線のエネルギースペクトルを示す。宇宙線のエネルギーは、 10^8eV から 10^{20}eV の 12 桁の範囲にわたって観測されており、冪型のスペクトル $F(E) = KE^{-\gamma}$ で表すことができる。 10^{15}eV 、 10^{18}eV 付近でスペクトルに折れ曲がりが見られるが、これらの領域はそれぞれ "Knee", "Ankle" と呼ばれる。Knee 領域は宇宙線の銀河からの漏れだし、または銀河系内宇宙線の加速限界を示すと考えられている。また、宇宙線の到来頻度は、Knee 領域では 1 年間に 1m^2 あたり 1 粒子、Ankle 領域では 1 年間に 1km^2 あたり 1 粒子と非常に少ない。

1.1.2 宇宙線の起源

宇宙線は荷電粒子であるため、磁場との相互作用によって軌跡が曲げられる。磁場 B の中で電荷 Ze 、エネルギー E をもつ宇宙線のラーモア半径 r_L は、

$$r_L = \frac{E}{ZeB} \quad (1.1)$$

となる。銀河磁場は数 μG であり、このときラーモア半径は銀河円盤の厚さよりも小さくなるため、"Knee" 領域の宇宙線は銀河系内天体が起源であると考えられる。一方、"Ankle" 領域の宇宙線は銀河系外天体が起源であると考えられている。ここで、宇宙線がある領域で加速される場合、加速領域のサイズ R はラーモア半径 r_L よりも小さくしなければならないため、

$$\frac{E}{ZeB} < R \quad (1.2)$$

という関係が成り立つ。よって、領域内で加速可能なエネルギーは、

$$E < ZeBR \quad (1.3)$$

となる。図 1.2 は "Hillas プロット" と呼ばれ、この条件を用いて横軸を天体の大きさ、縦軸を天体の磁場強度とし、最大加速エネルギーと宇宙線の加速源候補天体の関係を示したものである。銀河系内の宇宙線源の候補天体としては、超新星残骸が有力である。銀河系外宇宙線の候補天体としては、活動銀河核やガンマ線バースト等があげられる。

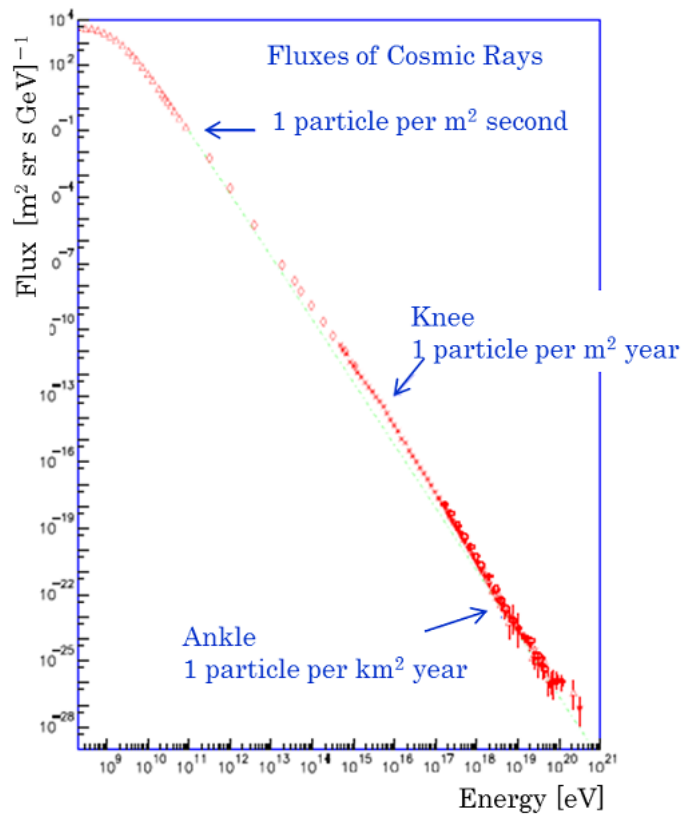


図 1.1: 宇宙線のエネルギースペクトル [1]

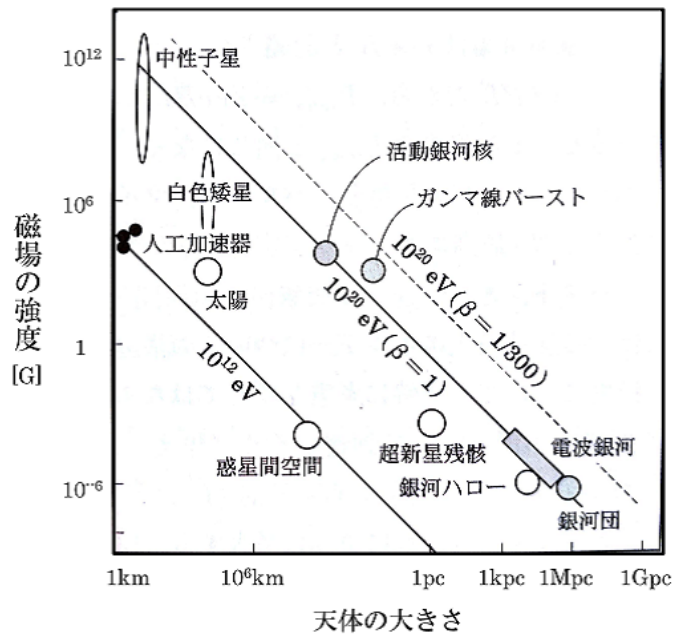


図 1.2: Hillas プロット [2][3]。宇宙線の加速源候補天体と加速限界エネルギーの関係を示す。

1.2 最高エネルギー宇宙線

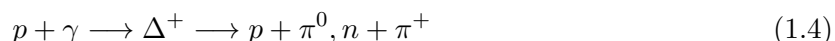
宇宙線の中でも、 10^{18}eV 以上のエネルギーを持つ”Ankle”領域のものは、最高エネルギー宇宙線と呼ばれる。最高エネルギー宇宙線は、これまでに AGASA (Akeno Giant Air Shower Array) や HiRes (High Resolution Fry’s Eye) などのグループによって観測されてきた。現在では、PAO (Pierre Auger Observatory)、TA (Telescope Array) により観測が行われている。前節で述べたように銀河系外の天体を起源とすると考えられており、その起源は未だ明らかではない。また、主となる構成成分が陽子であるのか、鉄のような重元素であるのかといったその組成も未だ明らかではない。

1.2.1 最高エネルギー宇宙線の伝播

GZK カットオフ

1963 年に宇宙背景放射 (Cosmic Microwave Background Radiation: CMB) の存在が発見された後、Greisen、Zatsepin、Kuzmin は最高エネルギー宇宙線は伝播中に、 2.7K の CMB による散乱によってエネルギー損失を起こすことを指摘した [4]。

宇宙線は $6 \times 10^{20}\text{eV}$ 程度のエネルギーとなると核子共鳴状態となり、 $\text{光} - \pi$ 中間子生成が起こる。



この反応により、最高エネルギー宇宙線は伝播中に大きなエネルギー損失が起こる。そのため、典型的に約 100Mpc 以内に加速源が存在すると考えられている。

宇宙線陽子の場合、 6Mpc に 1 回程度の確率で $\text{光} - \pi$ 中間子生成反応を起こす。この場合宇宙線陽子は 1 回の反応で約 10 から 20% のエネルギーを損失するため、数回の相互作用でエネルギーの大半を損失してしまう。宇宙線が陽子よりも重い原子核である場合は、CMB との衝突による光崩壊反応によるエネルギー損失も起こる。これらのエネルギー損失について、図 1.3 に示す。

以上のような反応により、最高エネルギー宇宙線が CMB によって遮蔽されてしまうため、地球上で観測されるエネルギースペクトルには 10^{20}eV 付近に鋭いカットオフが現れると考えられている。このカットオフを、発見者らの名前から、GZK カットオフと呼ぶ。また、カットオフが現れるエネルギー限界を GZK 限界と呼ぶ。

磁場の影響

最高エネルギー宇宙線は、銀河磁場の影響を受けながら伝播する。しかし、エネルギーが高いためラーモア半径 (式 1.1) が伝播距離よりも大きくなる場合がある。一般に、Knee 領域の宇宙線では、磁場の影響により伝播軌跡が複雑になるためその到来方向は加速源の方向から大きくずれてしまう。しかし、最高エネルギー宇宙線は加速源から地球までほぼ直線で伝播してくる可能性があるため、その到来方向の加速源の方向からのずれは数度になることが期待される。

一様なランダム磁場中を距離 d 伝播する荷電粒子が、伝播の結果軌跡が変化する角度 θ は、

$$\theta = 2.5^\circ Z \left(\frac{E}{10^{20}\text{eV}} \right)^{-1} \left(\frac{B}{10^{-9}\text{G}} \right) \left(\frac{d}{100\text{Mpc}} \right)^{1/2} \left(\frac{\lambda}{1\text{Mpc}} \right)^{1/2} \quad (1.5)$$

と表される。ここで、 λ は磁場のコヒーレント長である [6]。

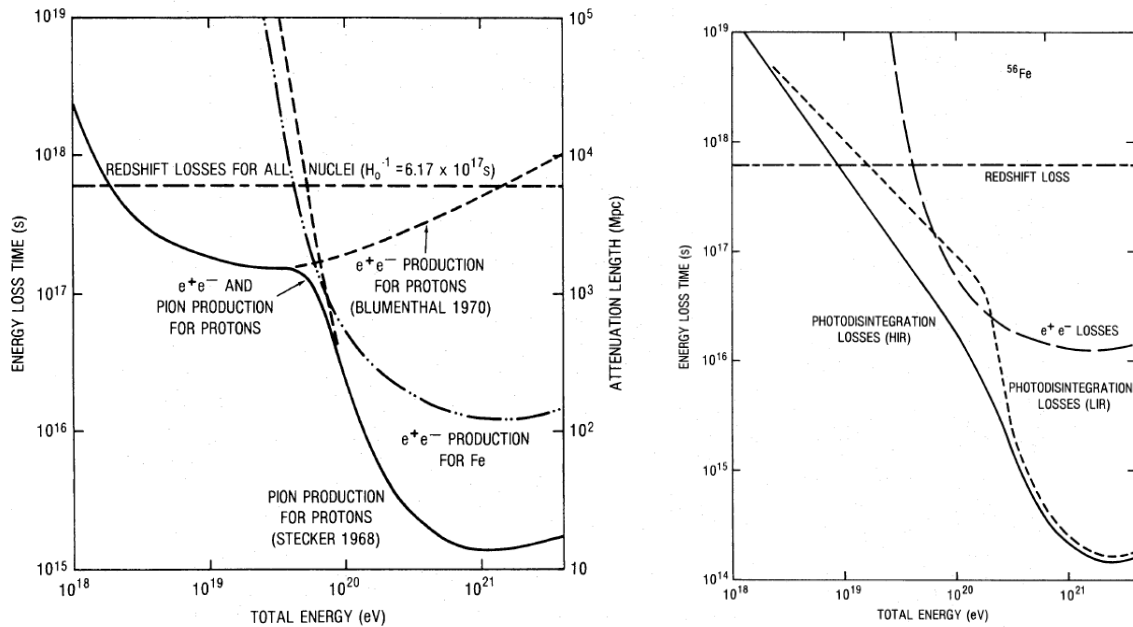


図 1.3: 最高エネルギー宇宙線のエネルギー損失 [5]。左図が陽子の電子・陽電子対生成反応、光- π 中間子生成反応によるエネルギー損失、右図が鉄の光崩壊によるエネルギー損失を示す。

1.2.2 The Pierre Auger 観測所 (PAO) による観測

最高エネルギー宇宙線の観測には、(1) 地上検出器による観測、(2) 大気蛍光望遠鏡による観測の2種類がある。宇宙線は地球大気との相互作用により2次粒子を生成し、その2次粒子が大気中でさらにエネルギーの低い粒子を生成する。宇宙線は荷電粒子なので、制動放射と対生成を繰り返すことによって粒子数が増加し、地上に降り注ぐ。このような現象を空気シャワーと呼ぶが、最高エネルギー宇宙線の場合は、数兆個の荷電粒子が数平方 km の範囲に広がる。地上検出器による観測では、この空気シャワーによって生じた粒子をとらえることによって宇宙線を観測する。一方、空気シャワー中の荷電粒子は、大気中の原子核との相互作用により大気蛍光と呼ばれる紫外線を生じる。大気蛍光望遠鏡では、この大気蛍光を集光することにより宇宙線を観測する。これまでの宇宙線観測 (AGASA、HiRes) では、どちらか一方の測定方法を用いて宇宙線の観測を行っていたが、観測結果のスペクトルが一致しなかった。この結果を踏まえ、PAO では、両方の測定方法を組み合わせて観測を行う”ハイブリット観測”を実現している。

PAO は、南米アルゼンチンに建設された最高エネルギー宇宙線の観測所である [8]。地表粒子検出器として水チェレンコフ検出器を採用し、天頂方向から水平方向まであらゆる方向からきた宇宙線を観測する。この検出器を 300km^2 の領域に 1.5km 間隔で並べている (図 1.4)。さらに、観測所の4隅には大気蛍光望遠鏡サイトが配置されており、各望遠鏡サイトには $30^\circ \times 30^\circ$ の視野を持った望遠鏡が6台設置され、地表検出器上空の大気を監視している。2001年から建設が始まり、2008年に完成したが、建設中も並行して観測がおこなわれ、建設中に収集されたデータは完成した状態で観測した際の約1年分の統計量に相当する。

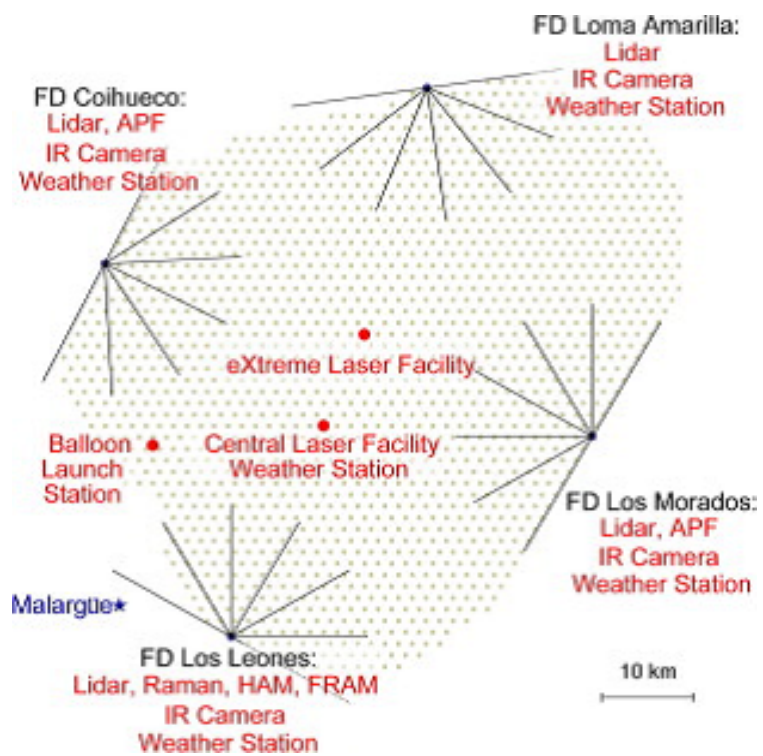


図 1.4: The Pierre Auger 観測所概略図 [8]。地表検出器を灰色の点で表し、大気蛍光望遠鏡の位置を黒の点、視線方向を線で示す。

最高エネルギー宇宙線のスペクトル

2011年までの観測結果をもとにしたスペクトルを図1.5に示す[10]。縦軸はフラックスにエネルギーの3乗をかけてプロットしている。“Ankle”領域の $10^{18.7}\text{eV}$ 付近でべき指数3.27から2.68と変化し、スペクトルがなだらかになった後、 $10^{19.5}\text{eV}$ 付近でもべき指数が4.2に変化して急激にフラックスが減少していることがわかる。これらの折れ曲がりの要因については未だ明らかではない。

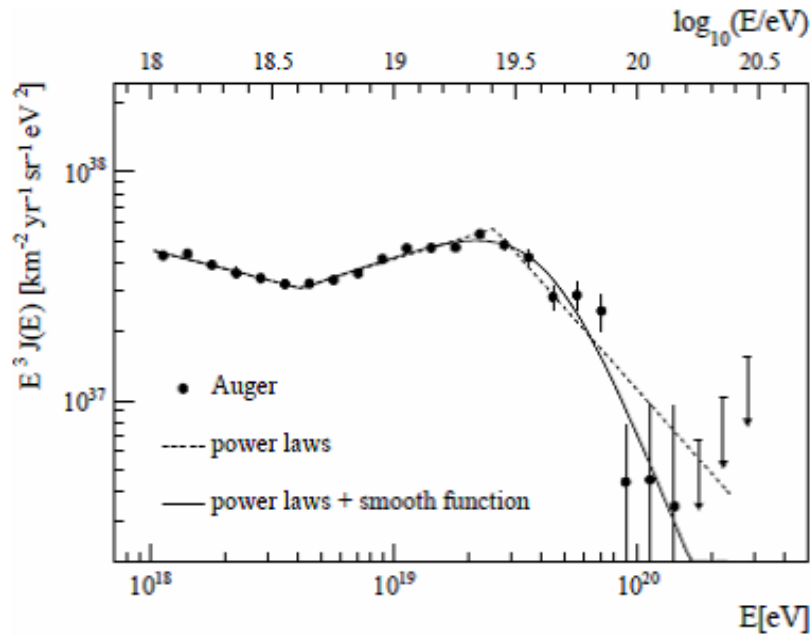


図 1.5: 最高エネルギー宇宙線のエネルギースペクトル [10]。横軸はエネルギー、縦軸はフラックスにエネルギーの3乗をかけてプロットしている。

活動銀河核との相関 [9]

PAOでは、2004年1月から2009年末までに宇宙線のエネルギーが $5.5 \times 10^{19}\text{eV}$ を超えるイベントが、69個検出されている。PAOから、この最高エネルギー宇宙線イベントとVeron-Cetty & Veronカタログ中の近傍の活動銀河核（赤方偏位 $z < 0.018$ ）との間に相関があることが報告されている（図1.6）。PAOでは、活動銀河核の位置から半径3.1度の円を定義し、その合計が観測全天をどれだけ覆うかを計算した。つまり宇宙線イベントが等方的に到来すると仮定した場合、どの程度の割合が円内に入るかを計算した結果、21%という結果となっている。これに対してPAOで観測された宇宙線イベントは、2009年の段階では38%が円内に入るという結果となり、図1.7に示すように、等方的な場合と比べて有意な結果となっている。

この結果は、1つのカタログとの空間的相関を調べただけであり、相関があると思われる活動銀河核が最高エネルギー宇宙線を加速しているかは確定はしていない。

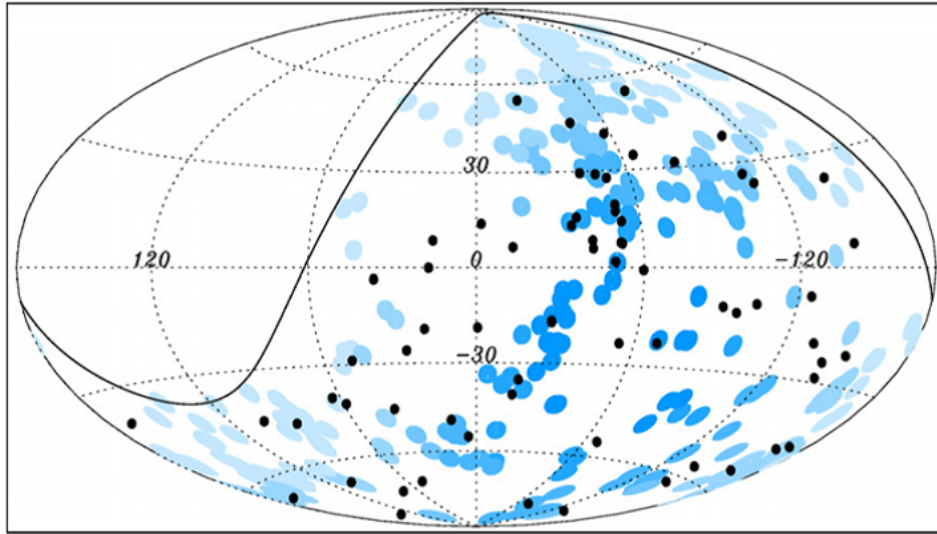


図 1.6: 最高エネルギー宇宙線イベントと近傍の活動銀河核の分布 [9]。黒丸が 5.5×10^{19} eV 以上の宇宙線到来方向。青丸が 75Mpc 以内にある活動銀河核の方向で、最も相関があるという 3.1 度の円で描かれていている。

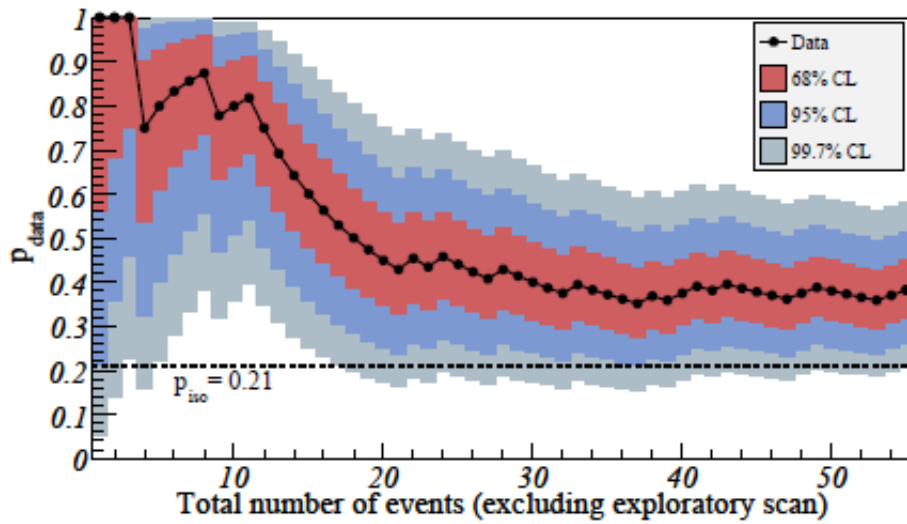


図 1.7: 最高エネルギー宇宙線と近傍の活動銀河核との相関 [9]。黒丸は宇宙線イベント数に対する相関の割合の表す。その周囲に 68 %、95 %、99.7 パーセントの信頼水準区間を示している。また、宇宙線イベントが等方的に到来する場合を、 $P_{\text{iso}} = 0.21$ の点線で表している。

第2章 活動銀河核

銀河の中には、中心領域が異常に明るいものがある。これらは、広がりが出検出できないほど狭い領域に放射が集中しており、かつ銀河全体と同等またはそれ以上の明るさを持ち、活動銀河核 (Active Galactic Nuclei ; AGN) と呼ばれる。

AGN の中心核は巨大ブラックホールであり、周辺の物質がブラックホールに落ち込む際に解放する重力エネルギーが電磁放射の源であると考えられている。観測的な特徴としては、コンパクトな放射領域、非常に高い放射輝度、時間変動、電波からガンマ線までの広帯域スペクトルなどがあげられる。

2.1 活動銀河核の分類

銀河の中の 1-10% が活動銀河核に分類される。通常、銀河は楕円や渦巻きと形状で分類されるが、活動銀河核は電波での活動性により、電波強度が強い”radio loud” と 電波強度が弱い”radio quiet” に分類される (図 2.1)。ここでは、代表的な活動銀河核の種族についての特徴を述べる。

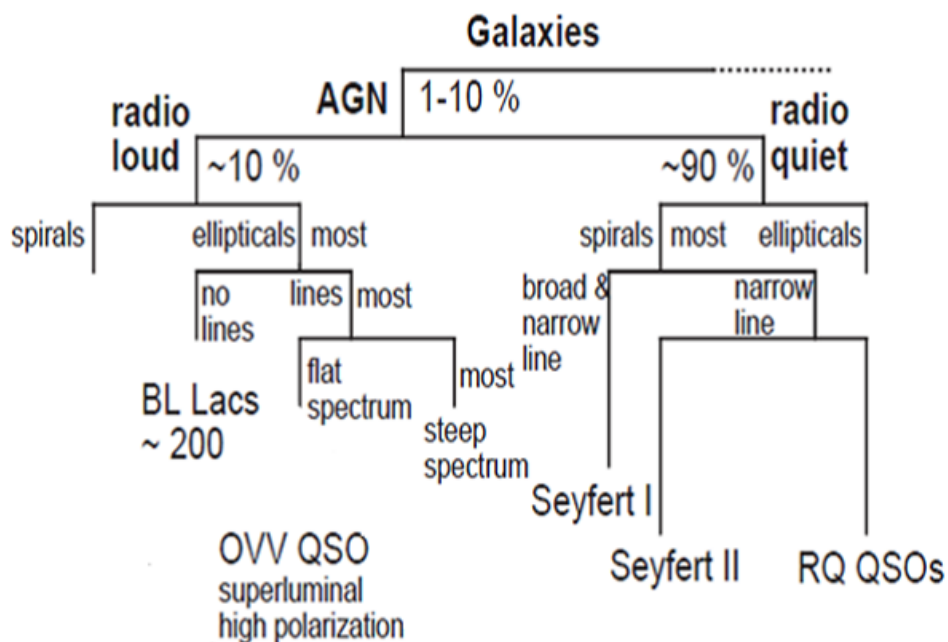


図 2.1: AGN の分類 [11]

セイファート銀河

セイファート銀河は、1940年代に天文学者 Carl Seyfert により発見された活動銀河である。母銀河は渦巻き銀河であり、特徴として通常の銀河で観測されるよりも幅の広い吸収線を持ち、比較的近傍に存在している。

セイファート銀河は、観測される可視光のスペクトルの違いにより、1型と2型の2種類に分類される。1型セイファート銀河は、幅の広い輝線と幅の狭い輝線の両方が観測され、2型セイファート銀河では幅の狭い輝線のみが観測される。これらの輝線は、AGN周辺に存在する電離ガスから放射されているものであり、幅の広い輝線は「広輝線 (Broad Line)」、幅の狭い輝線は「狭輝線 (Narrow Line)」と呼ばれる。輝線の幅の違いは、放射している電離ガスの速度分散に比例するため、AGN近傍には速度分散が大きく、幅の広い輝線を放射する領域 (Broad Line Region: BLR) と、AGN外縁部の幅の狭い輝線を放射する領域 (Narrow Line Region: NLR) が存在すると考えられている。

クェーサー

クェーサーは、1950年代後半に行われた電波サーベイにより発見された。AGNの中でも最も明るい天体であり、大きな赤方偏移を示す。また、その放射スペクトルには広い輝線が含まれている。

クェーサーの5-10%は強い電波を放射しており、電波強度により、Radio Loud QSO (RL QSO)、Radio Quiet QSO (RQ QSO) に分類される。一般に、クェーサーのスペクトルはべき型で表すことができるが、RL QSOは数GHzでのエネルギースペクトル指数 (α) により分類されており、 α が0.5より大きいものを Steep Spectrum Radio-Quasar (SSRQ)、 α が0.5より小さいものを Flat Spectrum Radio-Quasar (FSRQ) と呼ぶ。

電波銀河

電波銀河は、1950年代にはくちょう座Aの観測により発見された。AGNの中でも非常に強い電波を放射している。

電波銀河もセイファート銀河と同じく、観測される可視光のスペクトルの違いにより2種類に分類される。幅の広い輝線をもつ広輝線電波銀河 (Broad-Line Radio Galaxy: BLRG) と、幅の狭い輝線を持つ狭輝線電波銀河 (Narrow-Line Radio Galaxy: NLRG) である。観測的な特徴として、中心核から対称に噴き出ているプラズマ流のジェット、その先端部分には銀河間物質と衝突しているホットスポット、ジェットにより運搬されたエネルギーの吹き溜まりであるローブと呼ばれる構造がある (図2.2右参照)。これらの見えかたにより、電波銀河はさらに2種類に分類される。この分類は Fanaroff-Riley type と呼ばれ、中心核以外の広がった成分で明るい領域が、内側であるか外側であるかによって分類される。FR1は弱い電波源であり、中心部で最も明るく、外側に行くほど電波の輝度が減少する。一方、FR2は明るい電波源であり、外縁部が最も明るいものである。図2.2にFR1、FR2の違いを示す。

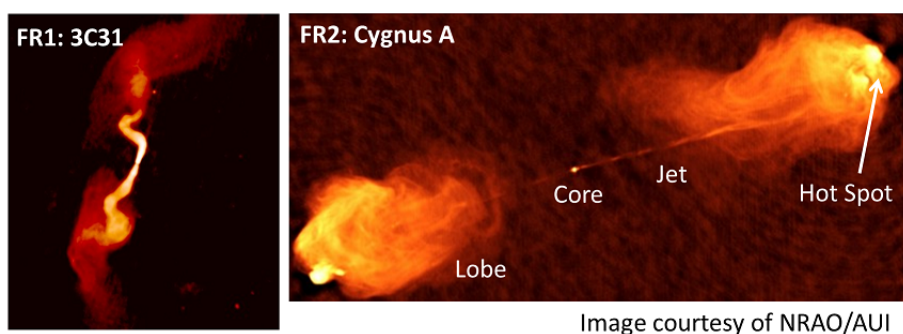


図 2.2: FR1 電波銀河 3C31(左) と、FR2 電波銀河 Cygnus A (右) の電波画像

2.2 活動銀河核の統一モデル

AGN の分類と、各天体の特徴について述べてきたが、これらは地球から AGN を観測する向きによって異なるものと考えられている。現在考えられている統一モデルを図 2.3 に示す。図 2.3 において、左図は radio loud かつジェットを持っている AGN、右図は radio quiet かつジェットを持っていない AGN である。どちらにおいても、中心にブラックホールが存在し、その周辺に降着円盤、狭輝線領域、広輝線領域が存在し、外縁がトーラスで囲まれているという構造である。このモデルで表される AGN を、正面から観測しているか、横から観測しているかの違いにより、どのようなタイプの AGN であるかの分類がなされている。

2.3 ブレーザーの観測的特徴

ブレーザーは、radio loud な AGN の中でもジェットが観測者の視線方向を向いている天体である。1991 年に打ち上げられたガンマ線天文衛星 *CGRO* に搭載された *EGRET* 検出器では、270 個を超えるガンマ線天体が検出されたが、この内 66 個は活動銀河核 (ブレーザー) であった [15]。また、2008 年に打ち上げられたガンマ線宇宙望遠鏡 *Fermi* に搭載されている *LAT* 検出器では、2 年間の観測で約 1000 個の活動銀河核を検出している [16]。このうち約 700 個はブレーザーであった。

観測的な特徴としては、電波からガンマ線までの広帯域スペクトルの他、激しい時間変動、相対論的ビーミング効果、超光速運動などがあげられる。

2.3.1 エネルギースペクトル分布

一般的に、ブレーザーのエネルギースペクトル分布 (Spectral Energy Distribution: SED) は図 2.4 のように 2 山のピークを持つことが特徴である。電波から紫外線、X 線領域の低エネルギー成分は、磁場中の相対論的電子によるシンクロトロン放射によるものと考えられる。X 線からガンマ線領域の高エネルギー成分は、相対論的電子の逆コンプトン散乱によるものであると考えられている。また図にある様に、ピーク位置が高エネルギー側になるにつれ光度が低くなる傾向があり、これは「ブレーザーシーケンス」と呼ばれている [12]。

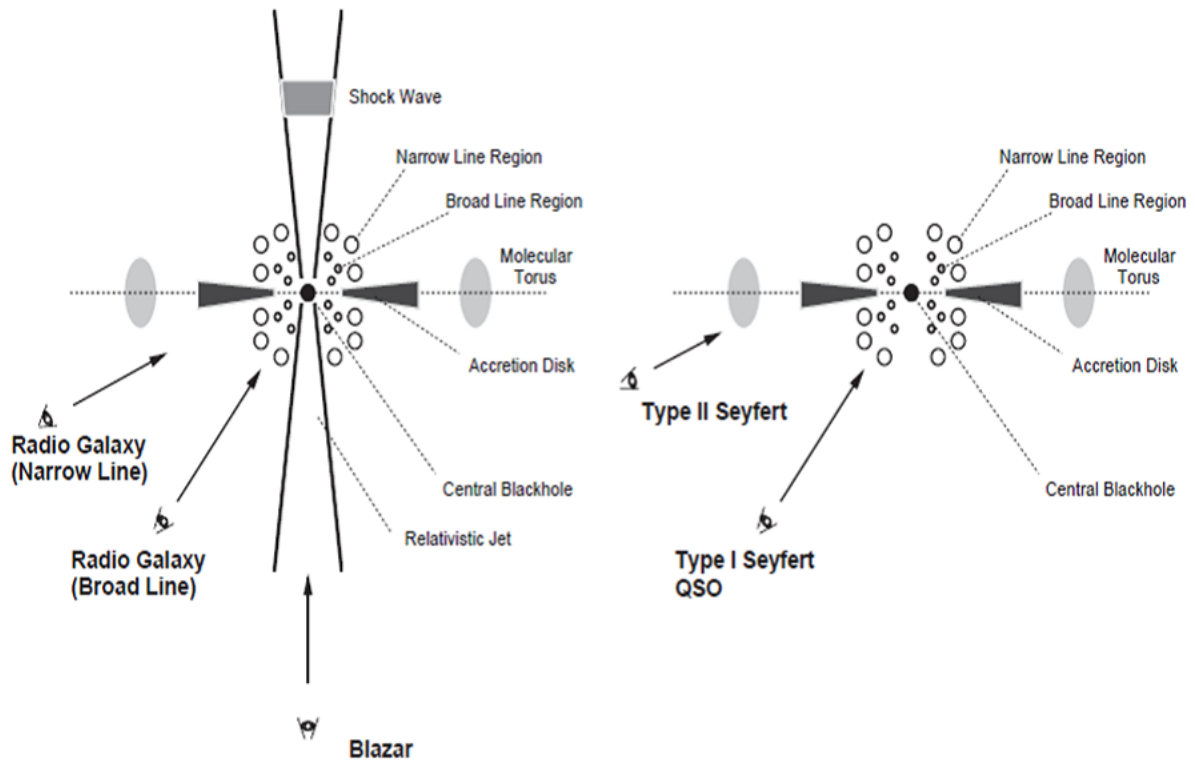


図 2.3: 活動銀河核の統一モデル [11]。左図は radio loud かつジェットを持っている AGN、右図は radio quiet かつジェットを持っていない AGN である。

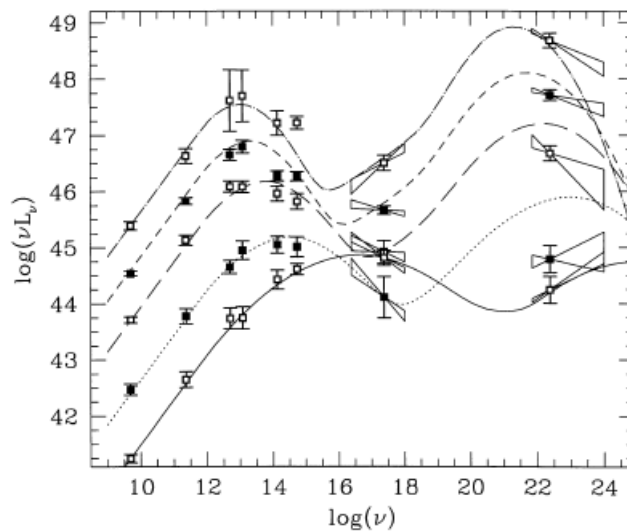


図 2.4: 典型的なブレーザーのエネルギースペクトル分布 [12]。横軸が周波数 [Hz]、縦軸が光度 [erg/sec] である。点は観測値、実線は放射モデルを示している。

2.3.2 時間変動

ブレーザーの特徴の1つは、短い周期で激しい時間変動である。時間変動のタイムスケールは様々であり、数か月以上のタイムスケールで変動する天体もあれば、数時間という非常に短いタイムスケールで変動する天体もある。

時間変動のタイムスケールから、放射領域のサイズを推定することができる。今、時間変動のタイムスケールが Δt 、放射領域のサイズを R 、ビーミング因子 δ (次節 2.3.3) とすると、以下の関係が成り立つ。

$$\Delta t \simeq \frac{R}{c\delta} \quad (2.1)$$

典型的な時間変動として、 $\Delta t \sim 1\text{day}$ 、ビーミング因子 $\delta \sim 10$ を仮定すると、ブレーザーの放射領域のサイズは $R \sim 10^{16}\text{cm}$ 以下と推定できる。

2.3.3 相対論的ビーミング

もし、ブレーザーからの放射が等方的であり、すべての光子が時間変動のタイムスケールから推定されるサイズの領域で生成されているとすると、光学的厚みは1を超え、ガンマ線は観測されない。ブレーザーからのガンマ線放射が観測されるためには、非等方的な放射である必要がある。

ここで、相対論的速度で噴射されているジェットからの放射は、相対論的ビーミングによって増幅され、非等方的な放射となる。

今、ローレンツ因子 γ で動くジェットに乗った系と、観測者系を考える。ジェットに乗った系から見た光の放射角を θ_{jet} 、観測者系から見た光の放射角を θ_{obs} とすると、ローレンツ変換により、

$$\cos \theta_{obs} = \frac{\cos \theta_{jet} + v/c}{1 + (v/c) \cos \theta_{jet}} \quad (2.2)$$

となる。ここで、 $\theta_{jet} = \frac{\pi}{2}$ の時、

$$\cos \theta_{obs} = \frac{v}{c} \quad (2.3)$$

となるため、相対論的に観測者方向に運動している際の放射、つまり $\gamma \gg 1$ では、 $\theta \simeq \frac{1}{\gamma}$ の範囲に集中して見える。この現象を、相対論的ビーミングという。ブレーザーの場合、ジェットを観測者の視線方向を向いているため、相対論的ビーミングにより、 $\theta \simeq \frac{1}{\gamma}$ の範囲に放射が集中しているように見える。

また、ジェットに乗った系と、観測系での時間間隔、光子周波数との間に以下のような関係がある。

$$\Delta t_{obs} = \frac{\Delta t_{jet}}{\delta} \quad (2.4)$$

$$\Delta \nu_{obs} = \Delta \nu_{jet} \delta \quad (2.5)$$

ここで、 δ はビーミング因子と呼ばれ、 $\delta = \gamma^{-1}(1 - \beta \cos \theta_{obs})^{-1}$ と定義される。

また、ジェットに乗った系で立体角 $\Delta \Omega_{jet} = 2\pi \Delta \cos \theta_{jet}$ に放射された光は、

$$\Delta\Omega_{jet} = 2\pi \frac{d \cos \theta_{jet}}{d \cos \theta_{obs}} \delta \cos \theta_{obs} \quad (2.6)$$

$$= 2\pi \left(\frac{1 - \beta^2}{(1 - \beta \cos \theta_{obs})^2} \right) \Delta \cos \theta_{obs} \quad (2.7)$$

$$= 2\pi \delta^2 \Delta \cos \theta_{obs} \quad (2.8)$$

$$= \delta^2 \Delta \Omega_{obs} \quad (2.9)$$

となり、観測系では立体角 $\Omega \propto \delta^{-2}$ の領域に放射が集中して見えることになる。したがって、ジェットに乗ったで放射された光の光度 L と、観測者系で観測されるフラックス F との間には次のような関係が成り立つ。

$$\frac{L_{jet}}{4\pi\nu_{jet}} \Delta t_{jet} \Omega_{jet} = \frac{F}{\nu_{obs}} r^2 \Delta t_{obs} \Delta \Omega_{obs} \quad (2.10)$$

$$L_{jet} = 4\pi r^2 \frac{\Delta \Omega_{obs}}{\Delta \Omega_{jet}} \frac{\Delta t_{obs}}{\Delta t_{jet}} \frac{\nu_{jet}}{\nu_{obs}} F \quad (2.11)$$

ここで、 r は放射源と観測者間の距離である。以上より、

$$L_{jet} = 4\pi r^2 \delta^{-4} F \quad (2.12)$$

という関係が得られ、ジェットからの放射は δ^4 倍に強められて見えることがわかる。

2.3.4 超光速運動

レーザーでは、ジェットが観測者の視線方向を向いているものであるが、これは、ジェットの見かけの速度が光速を超える、超光速運動が観測されていることから説明できる。

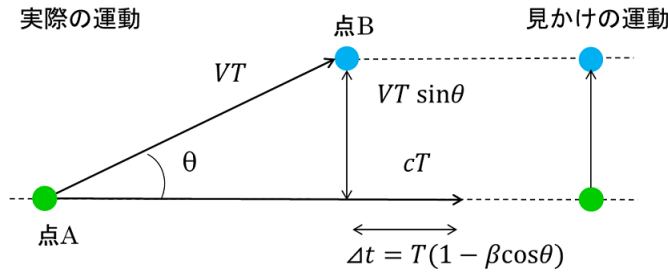


図 2.5: 超光速運動

図 2.5 の点 A から、時刻 $t=0$ に光子を放射するプラズマが、レーザーから観測者に対して角度 θ の方向に速度 V で放出されたとする。この時、点 A ($t=0$) で放出された光子は点 C ($t=T$) に到達する。一方、プラズマはその間に点 B ($t=T$) に到達する。したがって、

$$\Delta t = \frac{cT - VT \cos \theta}{c} \quad (2.13)$$

という関係となり、観測者にはプラズマが Δt の間に見かけの距離 $VT \sin \theta$ だけ進んだように見える。その結果、見かけの移動速度は、

$$V_{app} = \frac{VT \sin \theta}{\delta t} = \frac{v \sin \theta}{1 - (V/c) \cos \theta} \quad (2.14)$$

$$\beta_{app} = \frac{V_{app}}{c} = \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta} \quad (2.15)$$

となる。ここで、 $\beta = V/c$ であり、 $\theta = 0$ 、 $\beta = 1$ ならば $\beta_{app} > 0$ となる。 β_{app} が最大になるような θ は、

$$\frac{\partial \beta_{app}}{\partial \theta} = \frac{\beta(\cos \theta - \beta)}{(1 - \beta \cos \theta)^2} \quad (2.16)$$

より、 $\cos \theta = \beta$ の時、すなわち $\beta \rightarrow 1$ で $\theta \ll 1$ の時、最大値は次のようになる。

$$\beta_{app} = \frac{\beta \sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta^2} = \gamma \beta \quad (2.17)$$

以上より、 $\gamma \gg 1$ かつ $\beta \rightarrow 1$ で、 $\beta_{app} \gg 1$ となり、見かけの速度が光速を超えて見えるようになる。

2.4 ブレーザーの放射機構

2.3.1 中でも述べたように、ブレーザーの SED には 2 山の構造が見られ、低エネルギー成分は、磁場中の相対論的電子によるシンクロトロン放射、高エネルギー成分は相対論的電子の逆コンプトン散乱によるものであると考えられている。また、2 山の構造は相似形となっており、源となる相対論的電子の分布を反映していると考えられる。よって、高エネルギー成分の逆コンプトン散乱では、ジェット内部でシンクロトロン放射をしている相対論的電子と同じ電子が、光子と相互作用をおこなっていると考えられている。

ブレーザーの放射機構は、逆コンプトン散乱の種光子の違いにより、以下のように分けられる (図 2.6)[11]。

External Radiation Compton (ERC) Model

図 2.6 の左図のように、宇宙背景放射や降着円盤からの放射などの外部光子が、逆コンプトン散乱の種光子となるモデルである。

Synchrotron Self-Compton (SSC) Model

シンクロトロン・自己コンプトン (SSC) モデルは、図 2.6 の右図のように、ジェット内部でのシンクロトロン放射により生じた光子が、逆コンプトン散乱の種光子となるモデルである。

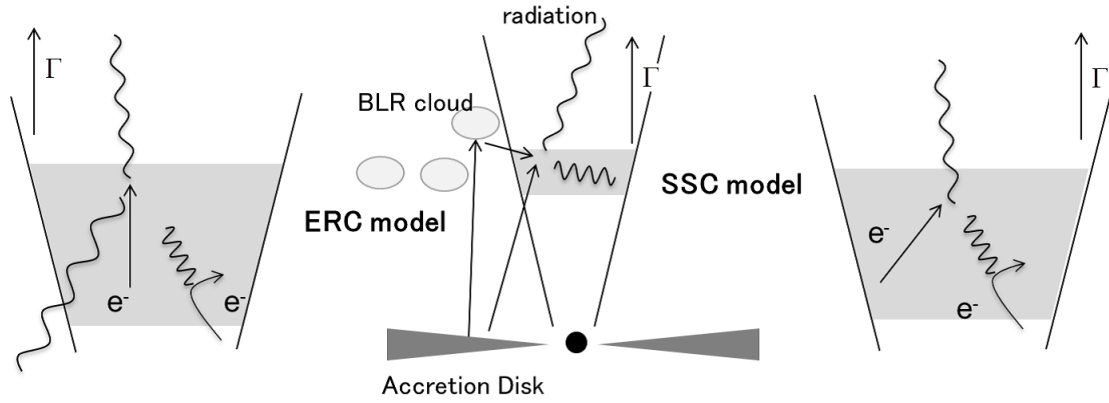


図 2.6: プレーザーの放射機構

次小節では、SSC モデルについて詳細を述べる。

シンクロトロン・自己コンプトンモデル

図 2.6 の右図のように、ジェット内部でのシンクロトロン放射により生じた光子が、逆コンプトン散乱の種光子となった場合の放射を考える [13]。

ジェット内部に、強さ $B[\text{G}]$ の一様な磁場中を仮定する。この時、エネルギー $\gamma m_e c^2$ の相対論的電子が放射するシンクロトロン光子の周波数は、観測系では

$$\nu_{\text{sync}} = 1.2 \times 10^6 B \delta \gamma^2 \quad (2.18)$$

である。また、逆コンプトン散乱で叩き上げられた光子の周波数は、

$$\nu_{\text{ssc}} = \gamma^2 \nu_{\text{sync}} \quad (2.19)$$

である。以上より、シンクロトロン放射と逆コンプトン散乱でのピーク周波数の比をとることで、ローレンツ因子がわかる。

$$\frac{\nu_{\text{ssc}}}{\nu_{\text{sync}}} = \gamma^2 \quad (2.20)$$

よって、放射に寄与する相対論的電子のエネルギーを見積もることができる。

一方で、個々の相対論的電子のシンクロトロン放射及び逆コンプトン散乱による単位時間当たりのエネルギー損失は、 $\sigma_T, U_B, U_{\text{sync}}$ は、トムソン散乱断面積、磁場のエネルギー密度、シンクロトロン光子のエネルギー密度したとき、

$$\left[\frac{d}{dt} (\gamma m_e c^2) \right]_{\text{sync}} = -\frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 U_B \quad (2.21)$$

$$\left[\frac{d}{dt} (\gamma m_e c^2) \right]_{\text{ssc}} = -\frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 U_{\text{sync}} \quad (2.22)$$

と表される。放射輝度は電子1個あたりの単位時間当たりのエネルギー損失 × 全電子数ものであるため、シンクロトロン放射と逆コンプトン散乱での放射輝度の比は、

$$\frac{L_{\text{ssc}}}{L_{\text{sync}}} = \frac{U_B}{U_{\text{sync}}} \quad (2.23)$$

となる。簡単のため、放射領域を半径 R の球と考えると、放射輝度と光子のエネルギー密度との間には以下の関係が成り立つ。

$$L_{\text{sync}} = 4\pi R^2 c \delta^4 U_{\text{sync}} \quad (2.24)$$

放射領域の時間スケールは、式 (2.1) より推定できる。したがって、式 (2.23)、(2.24) より B, γ を消去すると、

$$\delta^4 \simeq 10^{12} \frac{L_{\text{sync}}}{c^3 \Delta t^2} \frac{L_{\text{sync}}}{L_{\text{ssc}}} \frac{\nu_{\text{ssc}}^2}{\nu_{\text{sync}}^4} \quad (2.25)$$

となり、SED、時間変動のタイムスケールという観測量から、ローレンツ因子を推定することができる。

第3章 フェルミ・ガンマ線宇宙望遠鏡

3.1 フェルミ・ガンマ線宇宙望遠鏡の概要

人工衛星によるガンマ線観測は、1991年に打ち上げられたCGRO衛星の活躍により、大きく発展した。CGRO衛星に搭載されたEGRET検出器は、1991年から2000年までの観測で270個を超えるガンマ線源を検出した[15]。検出された天体は活動銀河核、太陽フレア、パルサー等であったが、位置決定精度が低かったため、他波長で同定されていない天体も多かった。

フェルミ・ガンマ線宇宙望遠鏡(以下、フェルミ衛星)(図3.1)は、このCGRO衛星の後継機にあたる。アメリカ、日本、イタリア、フランス、スウェーデン、ドイツ等の国際協力により開発され、2008年6月12日にアメリカ・ケープカナベラル基地から打ち上げられた。ガンマ線検出器として、Large Area Telescope (LAT) と Gamma-ray Burst Monitor (GBM) を搭載している。LATでは、打ち上げから3ヵ月でEGRETの9年間の観測で検出された天体の数を大きく上回る500個を超えるガンマ線天体が検出された。打ち上げから2年間の観測をもとにしたカタログでは、1800を超えるガンマ線天体を検出している[16]。

フェルミ衛星の主検出器であるLATは、20MeV–300GeVのエネルギー領域を2strの広い視野、EGRETと比べて優れた位置分解能を持っている。LATとEGRETの性能の比較を表3.1に示す。

LATおよびEGRETで得られたガンマ線全天マップを図3.2に示す。左がLATによる2年間の観測で得られた、1GeV以上のエネルギーでのガンマ線マップである。右は、EGRETの1991–1996年の観測により得られた、100MeV以上のエネルギーでのガンマ線マップである。銀河座標系で描かれており、中心に明るく光る帯状の放射が銀河面である。EGRETの方は銀河面の放射、ガンマ線源がぼやけて見えている。一方で、LATは銀河面近傍であってもガンマ線源がはっきりと見えており、かつマップ全体を見てもガンマ線源がはっきりと見えていることがわかる。



図 3.1: フェルミ衛星概観 [14]

表 3.1: LAT と EGRET の性能の比較 [15][16][17]

	Fermi-LAT	EGRET
Energy Range	20 MeV - 300 GeV	20 MeV - 30 GeV
Peak Effective Area ¹	> 8000 cm ²	1500 cm ²
Field of View	> 2 sr	0.5 sr
Angular Resolution ²	≤ 0.15 [deg]	
	3.5 [deg] (100 MeV)	5.8 [deg] (100MeV)
Energy Resolution ³	≤ 10%	10%
Deadtime per Event	< 100 us	100ms
Source Location Determination ⁴	< 0.5'	15'
Point Source Sensitivity ⁵	< 6 × 10 ⁻⁹ [cm ⁻² s ⁻¹]	~ 10 ⁻⁷ [cm ⁻² s ⁻¹]
検出天体	1873 (2 年間)	271 (10 年間)

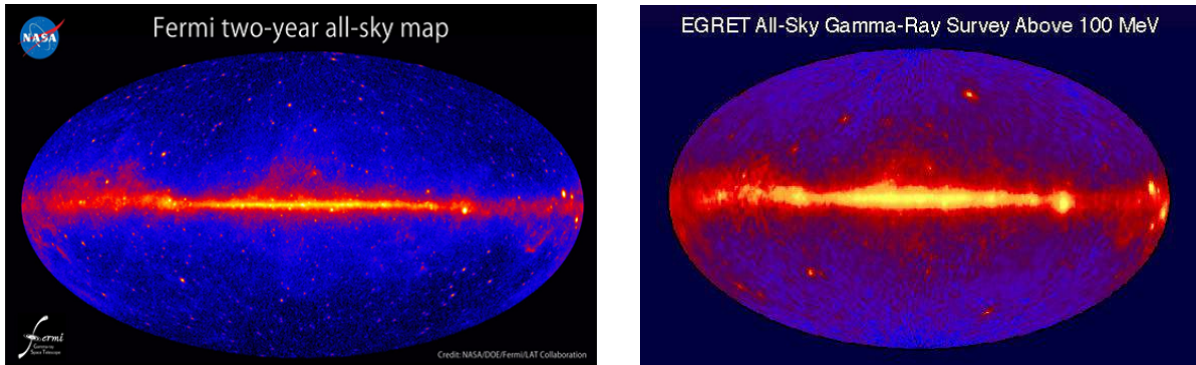


図 3.2: LAT の 2 年間の観測による全天マップ (左)[14] と EGRET による全天マップ (右)[18]

フェルミ衛星のもう 1 つの検出器である GBM は、12 個の NaI と 2 個の BGO シンチレーターから構成されている。エネルギー領域 10MeV–25MeV で、LAT よりも更に広い 8str の視野を持っている。この広い視野を生かし、ガンマ線バーストなどの突発的な現象を即座に感知し、アラートを出す。

フェルミ衛星で観測対象となる天体は、パルサー・活動銀河核・ガンマ線バースト・超新星残骸など多岐にわたっており、高エネルギー現象（巨大ブラックホールが出すジェット流、ガンマ線バースト現象等）や宇宙線の起源の研究等でさまざまな成果を上げている。

¹After background rejection

²Single photon, 68% containment, on-axis

³1- σ radius, on-axis

⁴1- σ radius, flux 10⁻⁷[cm⁻²s⁻¹] (> 100 MeV) , high |b|

⁵> 100 MeV, at high |b|, for exposure of one-year all sky survey, photon index -2

3.2 Large Area Telescope(LAT) 検出器の検出原理

フェルミ衛星の主検出器である LAT は電子用電子対生成型ガンマ線検出器である。これは、ガンマ線が入射したときに対生成によって発生した電子・陽電子をとらえることでガンマ線の検出を行うものである。

図 3.3 に LAT の模式図を示す。LAT は、ガンマ線の飛跡を検出するトラッカー (TRK)、エネルギーを測定するカロリメータ (CAL) が 1 つのモジュールとして構成されており、計 16 のタワーから構成されている。さらに、バックグラウンドとなる荷電粒子を識別するための反同時計数シールド (ACD) がタワー周囲を覆っている。

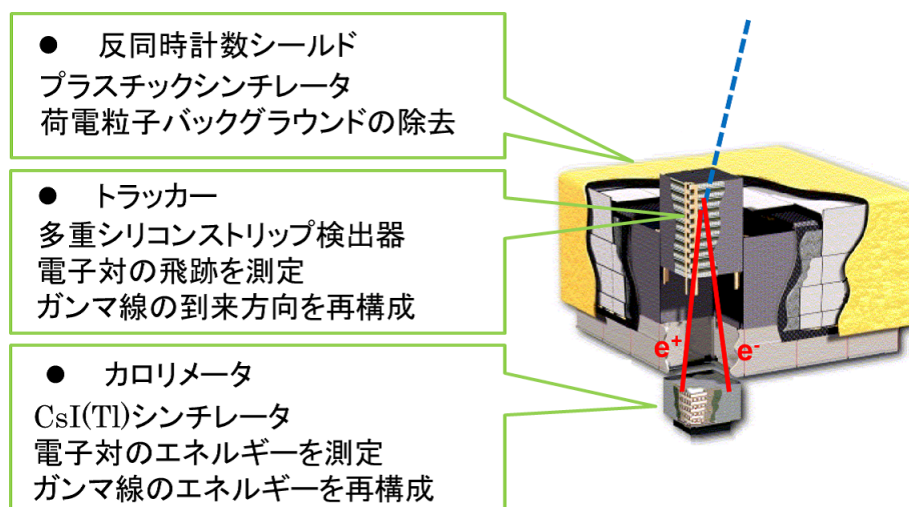


図 3.3: Large Area Telescope(LAT) [19]

3.2.1 トラッカー (TKR)

トラッカーは、入射ガンマ線の到来方向を特定するための飛跡検出器である。図 3.4 にトラッカーの模式図を示す。対生成反応によって発生した電子・陽電子の軌跡をとらえるためのシリコン (Si) マイクロストリップ検出器を取り付けたシリコンレイヤーが 2 枚と、ガンマ線と対生成反応を起こすためのタングステン (W) のシートを 1 トレイとし、1 モジュールは 19 層のトレイで構成されている。

シリコンレイヤーは一方向のみの情報しか取得できないため、2 枚のレイヤーを 1 トレイに配置することで x 方向と y 方向の情報を検出することを可能としている。また、シリコンレイヤーは最上部と最下部のトレイにはそれぞれ下部、上部にだけ使われているため、計 36 枚のシリコンレイヤーが含まれている。シリコンレイヤーは、薄く、シリコンの原子番号が小さいため反応確率が小さいため、単独でガンマ線を検出するためには非常に多層にしなければならない。したがって、比較的ガンマ線と反応しやすいタングステンのシートを手前に配置することで、反応確率を向上されている。

タングステンのシートは、反応確率を上げるためには厚くするべきである。しかし、シートが厚すぎる場合、対生成反応により生成された電子・陽電子がクーロン多重散乱を起こして角度分解能

が悪くなる。特に、低エネルギー光子の到来方向を精度よく決定するためには、多重散乱の効果は無視できない。そのため、モジュール上層の”front”と呼ばれる12層のトレイには薄いタングステンシート(0.095mm)が挿入されている。一方、高エネルギー光子の場合は光子の統計数が少ないため低エネルギー光子ほど多重散乱を気にする必要がないため、下層の”back”と呼ばれる4層のトレイには厚いタングステンシート(0.72mm)が挿入されている。

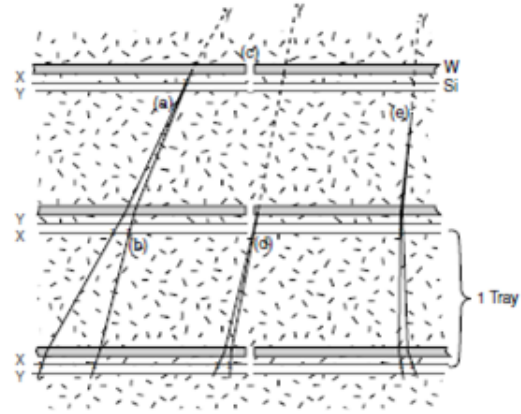


図 3.4: トラックモジュールの写真(左)と検出原理 [19]

3.2.2 カロリメータ (CAL)

カロリメータは、入射したガンマ線のエネルギーを測定する検出器である。トラックで入射ガンマ線から生成された電子・陽電子はカロリメータに入射した後、電磁カスケードを起こし、それにより生じた蛍光をフォトダイオードで検出することでエネルギーを測定する。図 3.5 にカロリメータの模式図を示すように、棒状の CsI(Tl) シンチレータを 12 本ずつ並べられたものを 1 層とし、交互に向きを変え 8 層重ねた構造となっている。このようにシンチレータを配置することで、電磁カスケードシャワーの 3 次元構造をとらえることが可能となる。また、トラックと組み合わせることで飛跡の決定精度が向上し、シャワーの構造から 100GeV 以上のガンマ線のエネルギーの推定も可能となった。

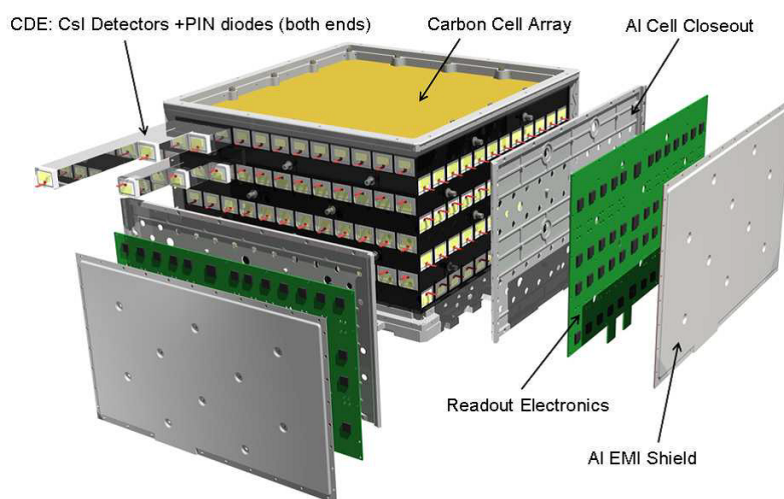


図 3.5: カロリメータ (CAL) の構造 [19]

3.2.3 反同時計数シールド (ACD)

反同時計数シールドは、荷電粒子バックグラウンドを識別するために必要な検出器である。図 3.6 に反同時計数シールドの模式図を示すように、最上層の 5×5 のアレイとサイドの 16 枚が 4 層に渡って、計 89 枚のプラスチックシンチレータが使われている。プラスチックシンチレータがバックグラウンドとなる荷電粒子と反応する際に出す蛍光を、光ファイバーを介して光電子増倍管で読みだす。プラスチックシンチレータではガンマ線の反応確率は低く主に荷電粒子と反応するため、この信号を反同時係数法を用いることによって、99.97%以上の荷電粒子バックグラウンドの除去が可能となる。

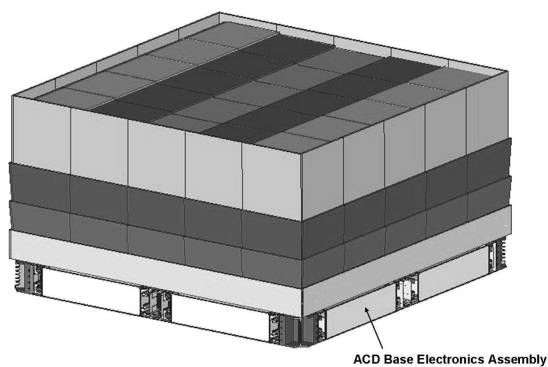


図 3.6: 反同時計数シールド (ACD)[19]

3.3 Large Area Telescope(LAT) 検出器の性能

フェルミ衛星は打ち上げから約4年が経過するが、主検出器であるLATの応答関数 (Instrumental Response Functions: IRFs) は観測が進むにつれて解析手法が改良されるため、定期的に更新されている。現在は、P7_V6と呼ばれるIRFsが標準となっている。図3.7、図3.8、図3.9にSource class(詳細は5.1.2)でのLATのエネルギーごとの視野 (Field Of View: FOV) と Point spread function (PSF)、エネルギー分解能を示す [21]。

LATのFOVは1GeVから10GeVで最も広くなり、2.5sr以上となる。これは全天の約20%であり、LATは軌道周期95分で全天の約80%をカバーすることができる。PSFとは、点源に対する検出器の応答を示すものであり、点源がどの程度広がって見えるかを示す指標である。低エネルギー側は多重散乱の影響で100MeV以下では約10度まで広がるが、高エネルギーになるほど広がりが小さくなり、1GeV付近は約1度の広がりとなる。このようにエネルギーによる依存性が大きい。P7_V6のPSFは、シミュレーションにより導出されている。また、LATのエネルギー分解能は1GeV付近で約10%となっている。低エネルギー側は、カロリメータで発生する光子数が減少するため、エネルギー分解能が悪くなっている。

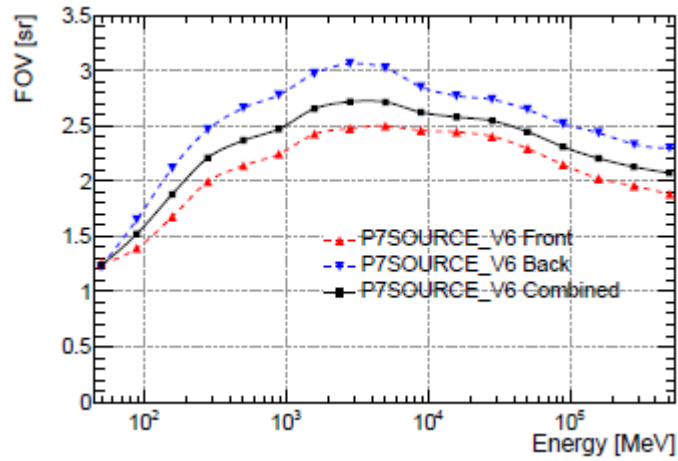


図 3.7: エネルギー毎の LAT の Field Of View (FOV)[21] の分布

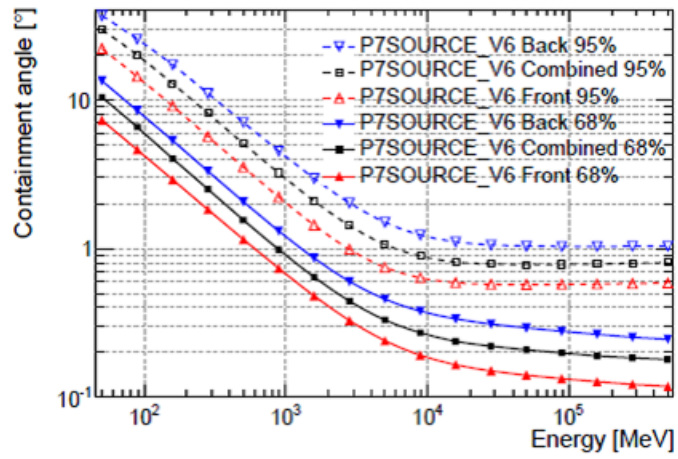


図 3.8: エネルギー毎の LAT の Point Spread Function [21] の分布。
68%の割合で広がる角度を実線で、95%の割合で広がる角度を点線で表している。

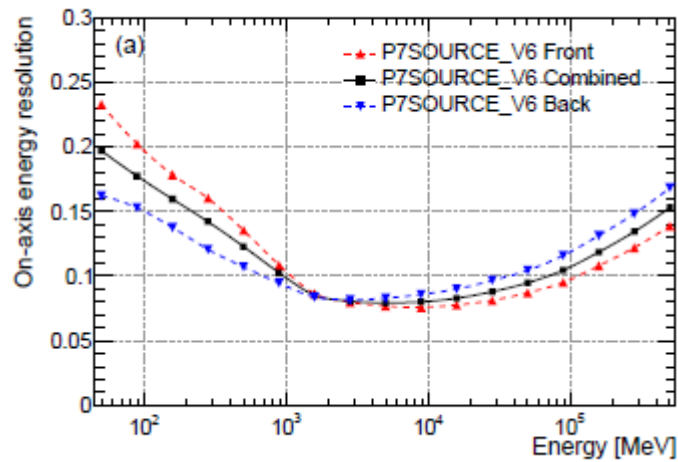


図 3.9: LAT のエネルギー分解能 [21]

第4章 最高エネルギー宇宙線加速源候補天体

4.1 加速源候補天体の選出

1.2.2 で述べたように、PAO での観測により、最高エネルギー宇宙線の到来方向と近傍の活動銀河核との間には、空間的な相関が示唆されている [9]。しかし、これは単に空間的な相関であるため、対応する活動銀河核による粒子加速の詳細は明らかではない。最高エネルギー宇宙線の起源天体では、大規模の粒子加速が起こっているはずであり、このような領域では非熱的な電磁波も発生する。特にガンマ線は、高エネルギー粒子の加速が起こっている直接的な証拠になる。よって、本研究ではフェルミ衛星のガンマ線ソースカタログ [16] に着目し、PAO で観測された 5.5×10^{19} eV 以上のエネルギーを持つ宇宙線イベントとの空間的な相関を調査した。

PAO は、近傍の活動銀河核から宇宙線までの天球上の角度 θ をパラメータとして用いて、宇宙線と活動銀河核の空間的な相関を調べている。本研究では、銀河磁場の影響を考慮した最高エネルギー宇宙線の到来方向のと加速源方向の不定性を考え、パラメータを決定した。1.2.1 で述べたように、伝播による曲り角は式 1.5 で典型的に表すことができる。Takami et al. (2006) [7] では、この式の定数 2.5° を 3.0° とし、100Mpc の距離から銀河間磁場を宇宙線陽子が伝播してきた際の曲り角の分布を計算している。この結果を図 4.1 に示すが、最大で 8 度の曲り角となっている。

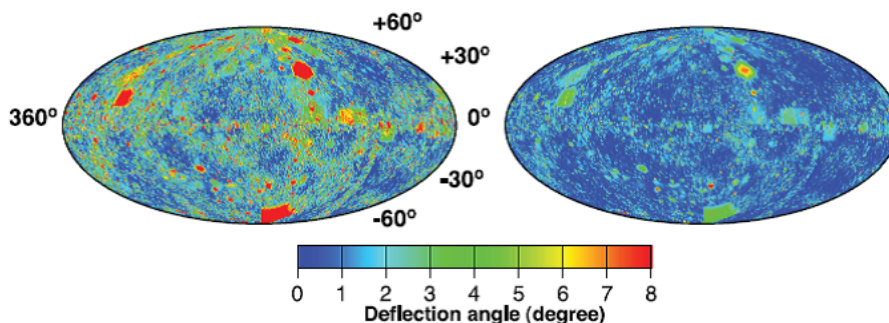


図 4.1: 最高エネルギー宇宙線の伝播による曲り角の分布 [7]。左図がエネルギー 4×10^{19} eV、右図がエネルギー 10^{20} eV の宇宙線が 100Mpc 伝播した場合を示す。

本研究ではこの結果を元に、フェルミソースから最高エネルギー宇宙線到来方向までの天球上の角度として、平均的な磁場による曲り角である $\theta = 4.0$ 度をパラメータとして用いた。その上で、フェルミソースから 4.0 度の範囲内に、最高エネルギー宇宙線が複数個存在するような天体を選出した。結果、複数のフェルミソースと最高エネルギー宇宙線との間に相関があることが判明した。具体的な選出手法を図 4.2 に示す。

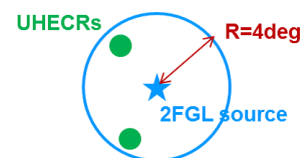


図 4.2: 加速源候補天体の選出手法

4.2 最高エネルギー加速源候補天体

複数のフェルミソースと最高エネルギー宇宙線との間に相関があることが判明したが、最高エネルギー宇宙線はGZK カットオフ効果 (1.2.1) により典型的に約 100Mpc 以内から到来していると考えられている。したがって、赤方偏移 $z \sim 0.1$ 以上のフェルミソースは候補から除外した。また、現在までに既によく研究されているケンタウルス A (Cen A) 周囲、3つ以上のフェルミソースが最高エネルギー宇宙線を共有している場合も候補から除外した。その結果、6つのフェルミソースが最高エネルギー宇宙線加速源候補天体として選出された (図 4.3)。

これらの天体の内、2天体が他波長で活動銀河核と同定されており、残り4天体は未同定天体であった。表 4.1 に今回選出した最高エネルギー宇宙線加速源候補天体とする6天体についてのデータを示す。

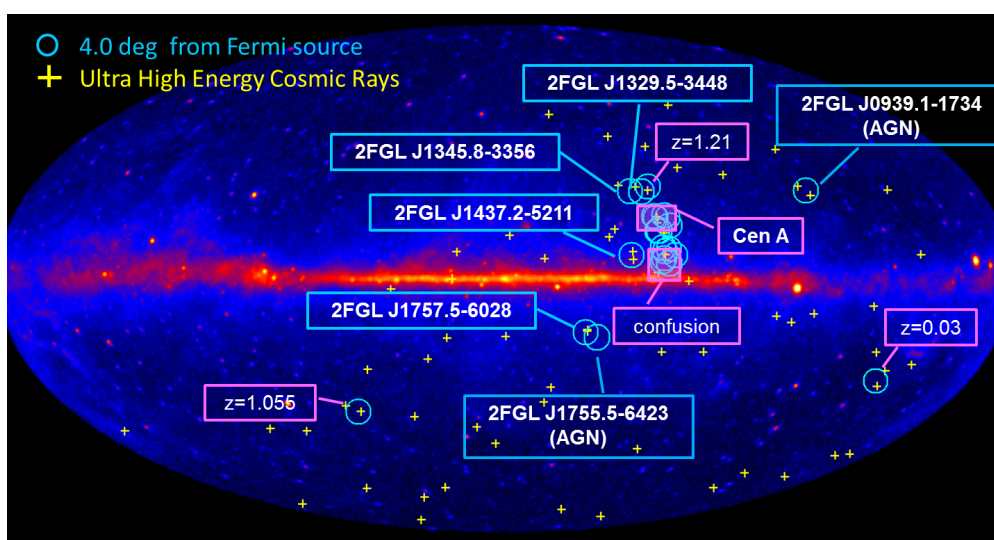


図 4.3: 最高エネルギー宇宙線加速源候補天体の選出結果。水色の円はフェルミソースから 4.0 度の領域で、候補天体と選出されたもの。ピンクで囲われている、ケンタウルス A (Cen A) 周囲、3つ以上のフェルミソースが最高エネルギー宇宙線を共有している領域は候補から除外されたもの。

表 4.1: 最高エネルギー宇宙線加速源候補天体

Name	R.A.	Decl.	σ	Class	ID or Associated.
2FGL J0939.1-1734	144.798	-17.579	9.9	agu ¹	TXS 0936-173
2FGL J1329.5-3448	202.399	-34.802	4.2	-	-
2FGL J1345.8-3356	206.460	-33.941	5.4	-	-
2FGL J1437.2-5211	219.308	-52.191	4.9	-	-
2FGL J1755.5-6423	268.892	-64.391	4.5	- agu	PMN J1754-6423
2FGL J1757.5-6028	269.377	-60.472	5.8	-	-

¹agu は active galaxy of uncertain type を意味する。

第5章 Fermi-LAT データ解析

本研究では、表 4.1 中の最高エネルギー宇宙線加速源候補天体のうち、活動銀河核である、2FGL J0939.1-1734 と、2FGL J1755.5-6423 について、ガンマ線データ解析を行った。

5.1 データ解析方法

Fermi-LAT で取得したのガンマ線観測データの解析方法について説明する。フェルミ衛星のデータ解析にあたって Science Tools と呼ばれるフェルミ衛星用解析ツールが用意されている。今回の解析では、Science Tools のバージョン”v9r25p01”を利用した。Science Tools では、観測データに様々な条件を課して解析に用いるデータを選出するイベントセレクションから、解析領域の exposure の計算、観測データと天体のモデルとのまでの一連の解析を行う、様々なコマンドが用意されている。一般的なデータ解析の流れを、図 5.1 に示した。ここでははじめに、図 5.1 の”Photon Database, Event/Spacecraft Data”のデータ構造に関して、5.1.1 で説明する。その後、図”Data Selection”のガンマ線データのセレクション方法に関して 5.1.2 で、”Likelihood Analysis”のモデルフィットの手法に関して 5.1.3 で説明する。図 5.1 に記載してある各コマンドについて、今回利用したものに関して付録 A にまとめた。

5.1.1 データ構造

フェルミ衛星で観測されたデータは、まず衛星上で必要最低限の処理を行い、地上に送られる。衛星から地上に送られたばかりの観測情報は raw data と呼ばれる。raw data は非常に多くの情報を持っており、次の 2 つの過程を経て提供されている。

- level 0 process
raw data を、衛星の位置や姿勢などの情報を含んだ衛星情報と、検出した粒子のエネルギー、到来方向、到来時間等の情報を含んだ検出器情報とに分離する。これによってできたデータを、level 0 data と呼ぶ。
- level 1 process
level 0 data の粒子飛跡を再構成し、粒子を特定する。これによってできたデータを、level 1 data と呼ぶ。

これらの過程で作られたデータは、非常に多くの情報を持っており、サイズも膨大であるため解析には不便である。そこで、ガンマ線イベントであると考えられるイベントを選び出し、解析に必要な情報を FITS (Flexibl Image Transport System)¹ という形式に変換して用いる。フェルミ衛星で用いられてる FIT データには以下の 2 種類がある。

¹FITS とは天文学業界で用いられる標準的なファイル形式であり、これによって世界中の研究者が自由にデータ解析できるようになる

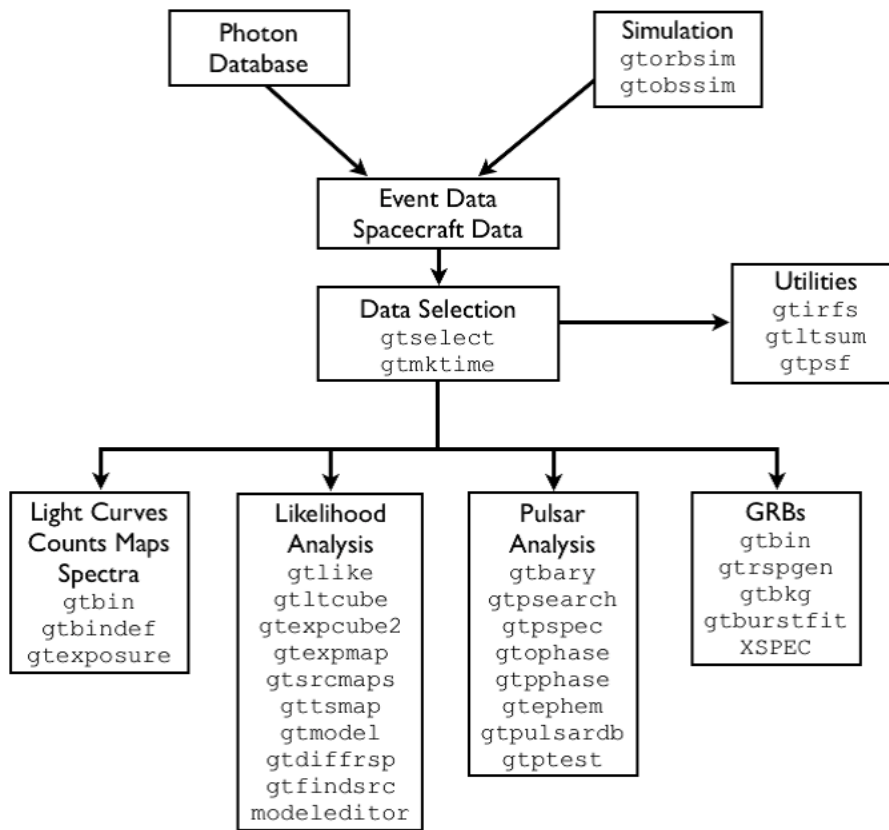


図 5.1: Fermi-LAT データ解析の流れ。[20]

- FT1 ファイル (Photon Event Data)
1 光子ごとのエネルギー、到来方向、到来時間等が時系列で並べられている。
- FT2 ファイル (Spacecraft Data)
衛星の位置や向き、lifetime、地磁気等についての情報が時系列で並べられている。

FT1 ファイルには level1 プロセスでガンマ線イベントと識別されたデータが入っているが、この時点では汎用性を持たせるため比較的ゆるいセクションしかかけられておらず、宇宙線のデータも含まれている。したがって実際に解析に用いる際には、解析の内容に合わせて 5.1.2 に述べるようなデータセクションを行う必要がある。

5.1.2 データセクション

フェルミ衛星によるガンマ線観測データは、キャリブレーション観測等を含む初期運用期間終了後の、2008 年 8 月 4 日のデータから利用することができる。このデータ中から、Science Tools を用いることで解析に必要なデータを選出することができる。基本的なデータセクションの方法について、以下に示す。

- Event class

FT1 ファイルには、Event class (CTB_CLASS_LEVEL) という、イベントがガンマ線である確かさを示す情報がある。event class には3段階あり、PASS 7データでは、Transient class、Source class、Clean class がある [21][22]。Transient class がガンマ線である確率が最も低いが有効面積が広がるため、ガンマ線バースト等の突発天体のような、バックグラウンドをあまり考慮しなくてもよいような解析に推奨されている。Source class は、点源の解析に推奨されている。Clean class は、ガンマ線である確率が最も高く、広がった天体の解析に推奨されている。レスポンスはこの Event class によってことなり、それぞれ P7TRANSIENT、P7SOURCE、P7CLEAN 等と表記される。

- ROI (Region Of Interest)

データ解析を行う領域を、ROI (Region Of Interest) と呼ぶ。この領域の大きさは、解析のエネルギー領域と検出器の PSF により決まる。多くの解析は 100MeV 以上のエネルギーを用いており、このエネルギーでの PSF は約 5.5 度である [21]。このとき、ROI の適当な大きさは半径約 10 度である。つまり、解析に用いる最低エネルギーの PSF の 2 倍程度の大きさが適当な ROI の大きさであるが、これは PSF よりも大きな領域を切り出すことが必要となるためである。最適な ROI の大きさは解析によって異なるため、必ずしも上記の方法が最適な ROI の大きさとは限らない。

- Zenith Angle

Zenith Angle とは、天頂と入射ガンマ線とがなす角度のことである。地球大気からは宇宙線との相互作用によりガンマ線が放出され、バックグラウンドとなる。フェルミ衛星は全天を一様に観測しているため、衛星の視野を天頂方向から傾けて観測している。したがって、大気ガンマ線が最も強くなる地球のへり方向が視野に入り込んでしまう。この大気ガンマ線の混入を防ぐため、Zenith Angle が 100 度以上のイベントは除去することがフェルミチームより推奨されている [22]。

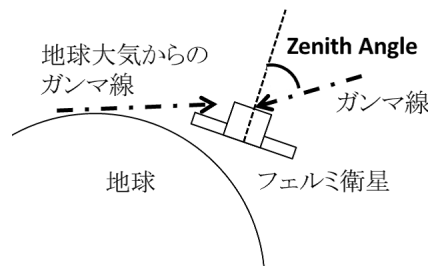


図 5.2: Zenith Angle

- Rocking Angle

上で述べたように、フェルミ衛星は視野を天頂から傾けて観測している。この時、天頂と検出器の向いている方向とがなす角度を Rocking angle と呼ぶ。この角度は、通常 50 度程度に抑えられているが、ガンマ線バーストが起きたときには衛星がその方向を向くため大きな値をとってしまい、大気ガンマ線の混入が大きくなることもある。また、1つの天体にポインティングして観測している時期、地球を見ている時期などがある。このような時期を除去す

るため、Rocking Angle が 52 度以上のイベントは除去することがフェルミチームより推奨されている [22]。

今回の解析では、表 5.1 に示した条件を利用した。

表 5.1: データセレクション

ScienceTools	ScienceTools-09-25-01
観測期間	2008.8.4 – 2011.10.12
エネルギー領域	200MeV – 100GeV
IRFs	P7SOURCE_V6
ROI	10 deg
Diffuse Model	<i>gal_2yearp7v6_v0.fits , iso_p7v6source.txt</i>
Zenith Angle	< 100 deg
Rocking Angle	< 52 deg

5.1.3 Likelihood 解析

一般的に、観測値からモデルの変数を推定する際は、光子の到来頻度分布は正規分布となることを仮定しているため、最小二乗法を用いることができる。しかし、ガンマ線イベントは光子の到来数が少ないため、正規分布ではなくポアソン分布を仮定することとなり、最小二乗法を用いたモデルの推定ができない²。したがって、最尤法 (Maximum Likelihood Method) を用いてモデルの推定を行う [23]。

最尤法 (Maximum Likelihood Method)

ある理論分布を $f(x|\theta)$ としたとき、この分布から n 個独立に観測される値を $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$ 、モデルの変数を θ とすると、尤度関数 L は、

$$L(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n|\theta) = f_1(x_1|\theta)f_2(x_2|\theta)f_3(x_3|\theta) \cdots f_n(x_n|\theta) = \prod_n^{i=1} f(x_i|\theta) \quad (5.1)$$

と定義される。これは、観測の結果が $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$ となる確率を表してており、尤度 L が最大となるような θ を求めるのが最尤法である。

一般に、 L が最大をとるときに極値となるので、

$$\frac{dL}{d\theta} = 0 \quad (5.2)$$

となる点を求めればよい。ここで、尤度関数 L の対数を取り、対数尤度関数、

$$\log L(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n|\theta) = \sum_n^{i=1} f(x_i|\theta) \quad (5.3)$$

²光子の到来数が十分多く、正規分布を仮定できるような場合は最小二乗法を用いたモデルの推定を行うことができる。

で考えることで、計算を簡単に行うことができる。

ここで、期待値 μ 、 n 個独立に観測される値を $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$ としたポアソン分布の場合、理論分布は以下のようになる。

$$f(x|\theta) = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu} \quad (5.4)$$

ここで μ は θ に対応し、尤度関数は式 (5.1) より、

$$L(\mu|x) = \prod_n \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu} = e^{-\mu} \prod_n \frac{\mu^{x_i}}{x_i!} \quad (5.5)$$

となる。フェルミ衛星の場合、

$$\mu = M(E', p', t) dE' dp' dt \quad (5.6)$$

$$M(E', p', t) = \int_{SR} dE d\hat{p} R(E', \hat{p}, t, E; \hat{p}) S(E, \hat{p}, t) \quad (5.7)$$

である。 E', p', \hat{p} は観測されるエネルギー、到来方向、運動エネルギーであるが、これらの量は検出器のレスポンスに大きく依存した量である。 M は、ある E', p', t でのモデルから期待される光子の密度関数であり、PSF や感度、光子の入射方向を考慮したレスポンス関数 R とモデルから導かれる光子のエネルギー、空間分布 S の積を放射領域 (SR:Source Region) で積分したものである。以上より、

$$\log L = \sum_{ROI} (n \log M + n(\log dE' dp' dt) - \log n! - M dE' dp' dt) \quad (5.8)$$

となる。ここで、 $n = 0$ or 1 となる $dE' dp' dt \rightarrow 0$ とすると計算が容易となり、 $\log L$ は、

$$\log L = \sum_j \log M(E'_j, p'_j, t_j) - N_{\text{pred}} \quad (5.9)$$

というイベント数毎の計算に置き換えることができる。ここで、

$$N_{\text{pred}} = \int dE' dp' dt M(E', p', t) \quad (5.10)$$

であり、ROI 内で予想されるイベント数を表す。このように、ROI 内の全イベント毎に計算を行う解析は、“unbinned likelihood” と呼ばれる。

一方、ROI をいくつかの領域に分割し、その領域内の光子すべてを 1 つの観測量として、領域毎に計算を行う解析は、“binned likelihood” と呼ばれる。ある領域 i 内で観測される光子数の期待値を m_i とし、観測された光子数を n_i とすると、この領域内の光子の分布はポアソン分布であるとすると、

$$f(x|\theta) = \frac{m_i^{n_i}}{n_i!} e^{-m_i} \quad (5.11)$$

となる。尤度関数は式 5.1 より、以下のようになる。

$$L(m|n) = \frac{m_i^{n_i}}{n_i!} e^{-m_i} \quad (5.12)$$

ここで、 $\exp(-m_i)$ の積は m_i の積の指数関数であり、 m_i の積は ROI 内で予想される全イベント数 N_{pred} (式 5.10) である。したがって、

$$L = e^{-N_{\text{pred}}} \prod_i \frac{m_i^{n_i}}{n_i!} \quad (5.13)$$

となる。ROI を分割する領域のサイズを限りなく小さくし、各領域内の光子数が 1 であるとき、unbinned likelihood と同様になる。

最尤法では最小二乗法と異なり、 χ^2 検定による有意度の評価ができない。そのかわりに、TS (Test Statistic) という値が用いられる。この値は、

$$\text{TS} = 2(\log L - \log L_0) \quad (5.14)$$

で定義されている。ここで、 L は対象天体を含んだモデルでの尤度で、 L_0 は対象天体を除いたモデルでの尤度である。統計が多い場合は、 χ^2 の値に相当し、 $\sqrt{\text{TS}}\sigma$ が有意度に対応する³。ここで、 σ はガウス分布での σ である。

モデルファイル

Science Tools を用いた最尤法でのフィッティングでは、xml (Extensible Markup Language) ファイルに天体と Diffuse 成分 (系外放射と銀河面放射) のモデルを用意し、天体の位置とエネルギー情報をもとにフィットを行う。これらのモデルは、フェルミチームから様々なモデルが用意されている。

最高エネルギー宇宙線加速源候補天体のモデルとして、今回の解析では冪型のエネルギースペクトルを用いた。微分スペクトルは”Power Law”、積分スペクトルは”Power Law2”という名前で、以下のような式で表される。

”Power Law”

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^\gamma \quad (5.15)$$

”Power Law2”

$$\frac{dN}{dE} = \frac{N(\gamma + 1)E^\gamma}{E_{\text{max}}^\gamma - E_{\text{min}}^\gamma} \quad (5.16)$$

これらの式は、xml ファイルでは次のように記述されている。

³有意度は自由度の数に依存する。自由度 2 の場合、 1σ での TS は 6.18008 であり、自由度 5 の場合、 1σ での TS は 5.88759 である。この計算は、次のページ <http://statgen.iop.kcl.ac.uk/cgi-bin/powercalc/pdf.cgi> で行うことができる。

”Power Law”

```
<source name="PowerLaw_source" type="PointSource">
<!-- point source units are cm^-2 s^-1 MeV^-1 -->
<spectrum type="PowerLaw">
<parameter free="1" max="1000.0" min="0.001" name="Prefactor" scale="1e-09" value="1"/>
<parameter free="1" max="-1.0" min="-5." name="Index" scale="1.0" value="-2.1"/>
<parameter free="0" max="2000.0" min="30.0" name="Scale" scale="1.0" value="100.0"/>
</spectrum>
<spatialModel type="SkyDirFunction">
<parameter free="0" max="360." min="-360." name="RA" scale="1.0" value="83.45"/>
<parameter free="0" max="90." min="-90." name="DEC" scale="1.0" value="21.72"/>
</spatialModel>
</source>
```

”Power Law2”

```
<source name="PowerLaw2_source" type="PointSource">
<!-- point source units are cm^-2 s^-1 MeV^-1 -->
<spectrum type="PowerLaw2">
<parameter free="1" max="1000.0" min="1e-05" name="Integral" scale="1e-06" value="1.0"/>
<parameter free="1" max="-1.0" min="-5.0" name="Index" scale="1.0" value="-2.0"/>
<parameter free="0" max="200000.0" min="20.0" name="LowerLimit" scale="1.0" value="20.0"/>
<parameter free="0" max="200000.0" min="20.0" name="UpperLimit" scale="1.0" value="2e5"/>
</spectrum>
<spatialModel type="SkyDirFunction">
<parameter free="0" max="360." min="-360." name="RA" scale="1.0" value="83.45"/>
<parameter free="0" max="90." min="-90." name="DEC" scale="1.0" value="21.72"/>
</spatialModel></source>
```

ここで、Power Law モデルの場合、 N_0 が Prefactor に、 γ が Index、 E_0 が Scale に対応する。また、Power Law2 モデルの場合、 N が Integral、 γ が Index、 E_{min} 、 E_{max} がそれぞれ Lower Limit、Upper Limit に対応する。その他、”SkyDirFunction”で天体の座標を指定する。

Diffuse 成分のモデルには、銀河系外放射と銀河面放射のモデルの2種類が用意されている。銀河系外放射のモデル (*iso-p7v6source.txt*) は、銀河系外 (銀緯 30 度以上) の背景放射と解析で取り除ききれない宇宙線成分をモデル化したものである。一方、銀河面放射のモデル (*gal_2yearp7v6.v0.fits*) は、他波長観測から得られた HI や CO 等のガスの分布を元にガンマ線放射の強度を観測データとフィッティングすることで得られたモデルである。これらのモデルはフェルミ衛星での観測が進むにつれて更新されており、適宜チームより提供される。

本研究では、フィッティングを行う際に特に断らない場合は、解析を行う天体は Prefactor 又は Integral、Index をフリーパラメータとし、それ以外の ROI 内のフェルミソースに関しては Prefactor 又は Integral のみをフリーパラメータとした。本来、ROI 内のソースも Index をフリーパラメータとしてフィッティングを行った方が良い。しかし、フリーパラメータが多すぎる場合、フィットが四散してしまう確率が高くなる上、フリーパラメータの数に比例してフィッティングに必要な時間が長くなってしまう。そのため、本研究では解析を行う天体のみ、Index をフリーパラメータとした。

フィッティングのクオリティ [24][25]

Science Tools では `gtlike` というコマンドを使用して likelihood 解析を行うことができる (付録 A)。本研究では、最適化するためのアルゴリズムとして DRMNFB を用いておおよそのパラメータの推定を行い、MINUIT、NEWMINUIT を利用してパラメータの詳細な推定を行った。MINUIT、NEWMINUIT を用いたフィッティングでは、そのフィッティングの質が確認できる。

MINUIT では、以下のように 0 から 3 までの数値で表されている。

- 0 – Error matrix not calculated at all
- 1 – Diagonal approximation only, not accurate
- 2 – Full matrix, but forced positive-definite (i.e. not accurate)
- 3 – Full accurate covariance matrix

また、NEWMINUIT では 0 以外の数値の場合は、フィッティングが収束していないことを示す。本研究の結果では、特別に断らない限りはフィッティングは収束している。

5.2 データ解析結果

2FGLJ0939.1–1734、2FGL J1755.5–6423 に関して、ガンマ線データ解析を行った結果を示す。図 5.3 は、2FGL J0939.4–6423、2FGL J1755.5–6423 を中心とした 14×14 度の領域から周囲の Diffuse 成分 (銀河系外放射、銀河面放射) を除いた残差マップ⁴である。エネルギー領域は 0.5 GeV から 10.0 GeV で、1 ピクセルあたり 0.1 度に分割したものをガウシアンで 0.5 度に平滑化し、銀河座標系で描いてある。水色の円は、2FGL J0939.4–6423、2FGL J1755.5–6423 から半径 4 度の円であり、黄色の十字は最高エネルギー宇宙線の到来方向を、赤の十字はフェルミソースを表している。

5.2.1 全エネルギー領域でのフィッティング

フィッティングに用いるモデルファイルには、2FGL J0939.4–6423、2FGL J1755.5–6423 を含めたフェルミソース、Diffuse 成分のモデルを用いた。2FGL J0939.4–6423 に関しては、フェルミソースではないがカウントマップで明るく光っているブレーザー CGRaBS J0941–1355 のモデルも用いた。CGRaBS J0941–1355 のモデルは、Power Law とし、Prefactor 又は Integral のみでなく Index についてもフリーパラメータとした。これらのモデルを用いて全エネルギー領域で Binned Likelihood 解析を行った結果、観測データとモデルのイベント数は以下の表のようになった。観測データとモデルのイベント数はのずれは 1% 以下であり、モデルが観測データと大きく間違っていないことがわかる。

⁴ROI 内を複数の領域に分割し、各領域内の光子数を数え上げた結果を表示したマップをカウントマップと呼ぶ。このカウントマップから、xml モデルを利用して `gtmodel` により作成したモデルマップを引いたものを残差マップと呼ぶ。

表 5.2: Binned Likelihood 結果

	J0939.4–6423	J1755.5–6423
全観測イベント数	56811	158922
全モデルイベント数	56806.6	158893

また図 5.4、5.5 はそれぞれ、エネルギー領域が 0.2 GeV–0.6 GeV、0.5 GeV–1.7 GeV、1.5 GeV–4.5 GeV の結果に関して、2FGL J0939.4–6423、2FGL J1755.5–6423 を中心とし 0.5 度の領域を、銀河座標系の銀経 (l) 方向と銀緯 (b) 方向に切り出した際の光子のカウントの分布を示している。十字点が観測データを、実践のヒストグラムがモデルのカウントを表している他、点線は Diffuse 成分、点線のヒストグラムは 2FGL J0939.4–6423、2FGL J1755.5–6423 のモデルを表しており、仮定したモデルが観測データをよく再現していることが見てとれる。

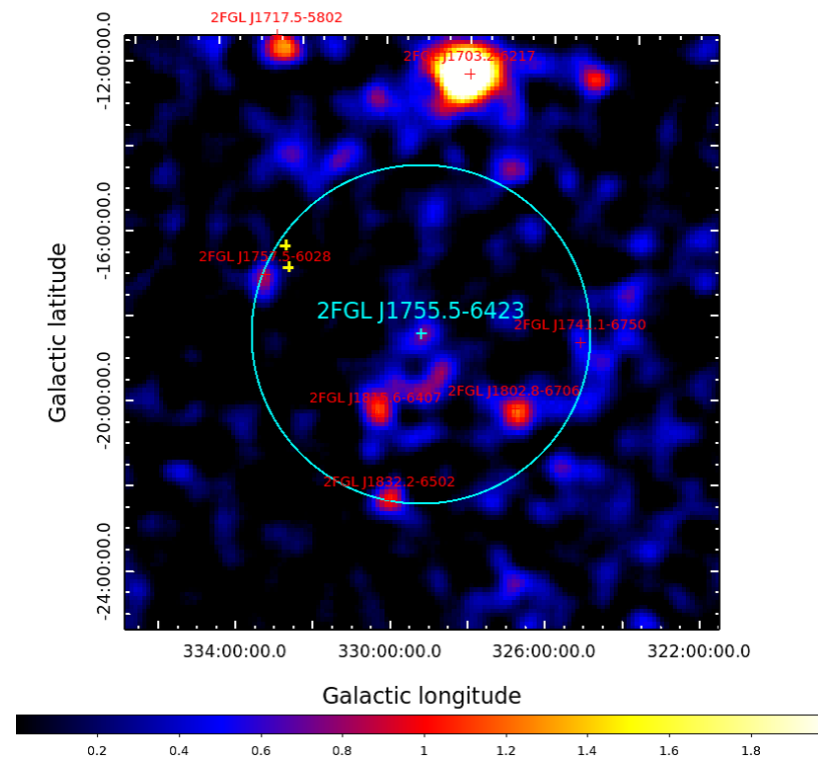
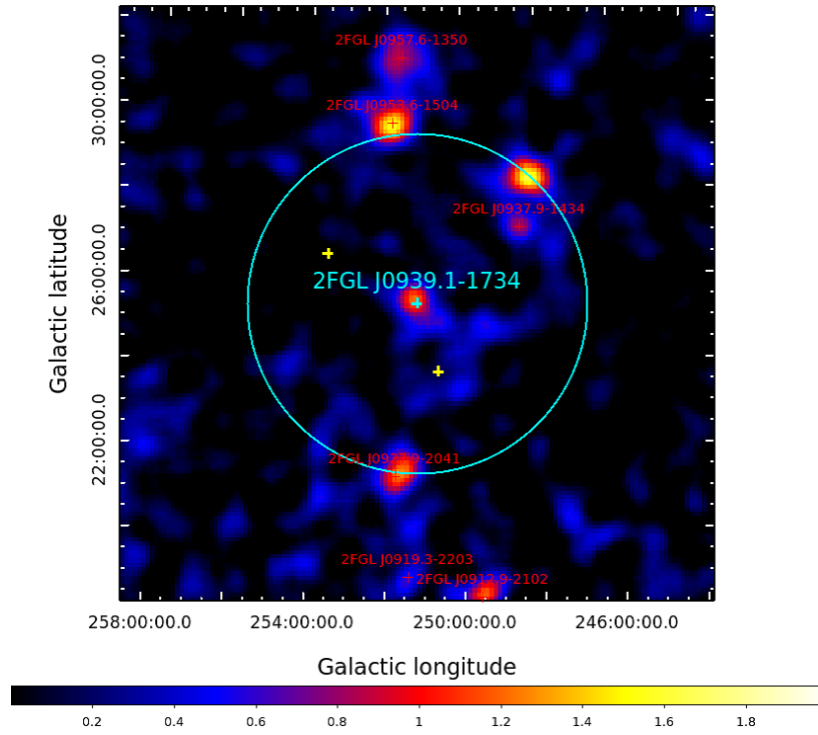


図 5.3: 2FGLJ0939.1-1734(上)、2FGLJ1755.5-6423(下) の残差マップ

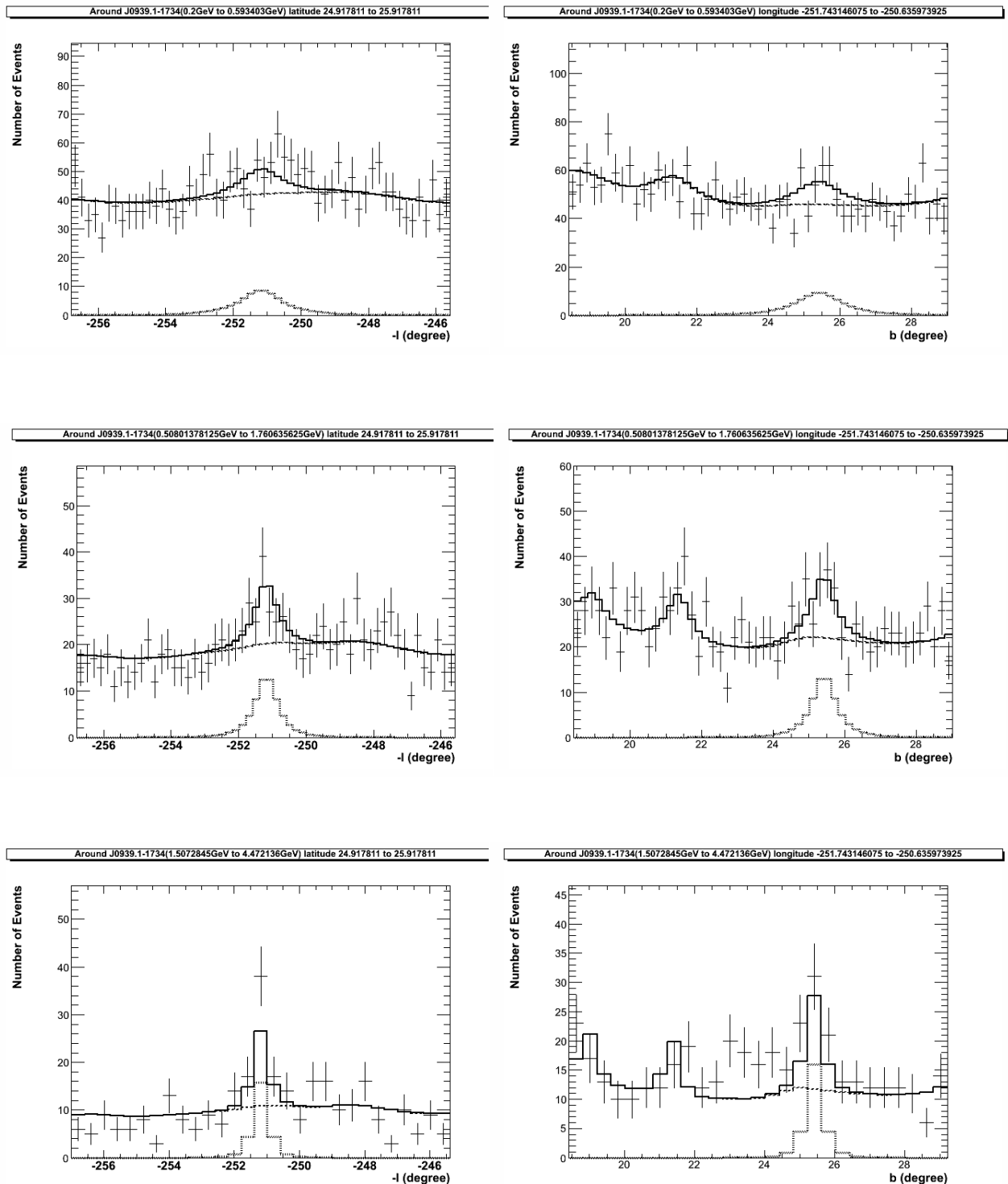


図 5.4: 2FGLJ0939.1-1734 モデルフィット結果。上から 0.2 GeV-0.6 GeV、0.5 GeV-1.7 GeV、1.5 GeV-4.5 GeV の結果。十字点は観測線データ、実線はモデルのカウント。下にある点線で囲まれた部分は 2FGLJ0939.1-1734 のモデル。中ほどにある点線は、ガンマ線の全モデルカウント数から 2FGLJ0939.1-1734 のモデルを引いたものである。

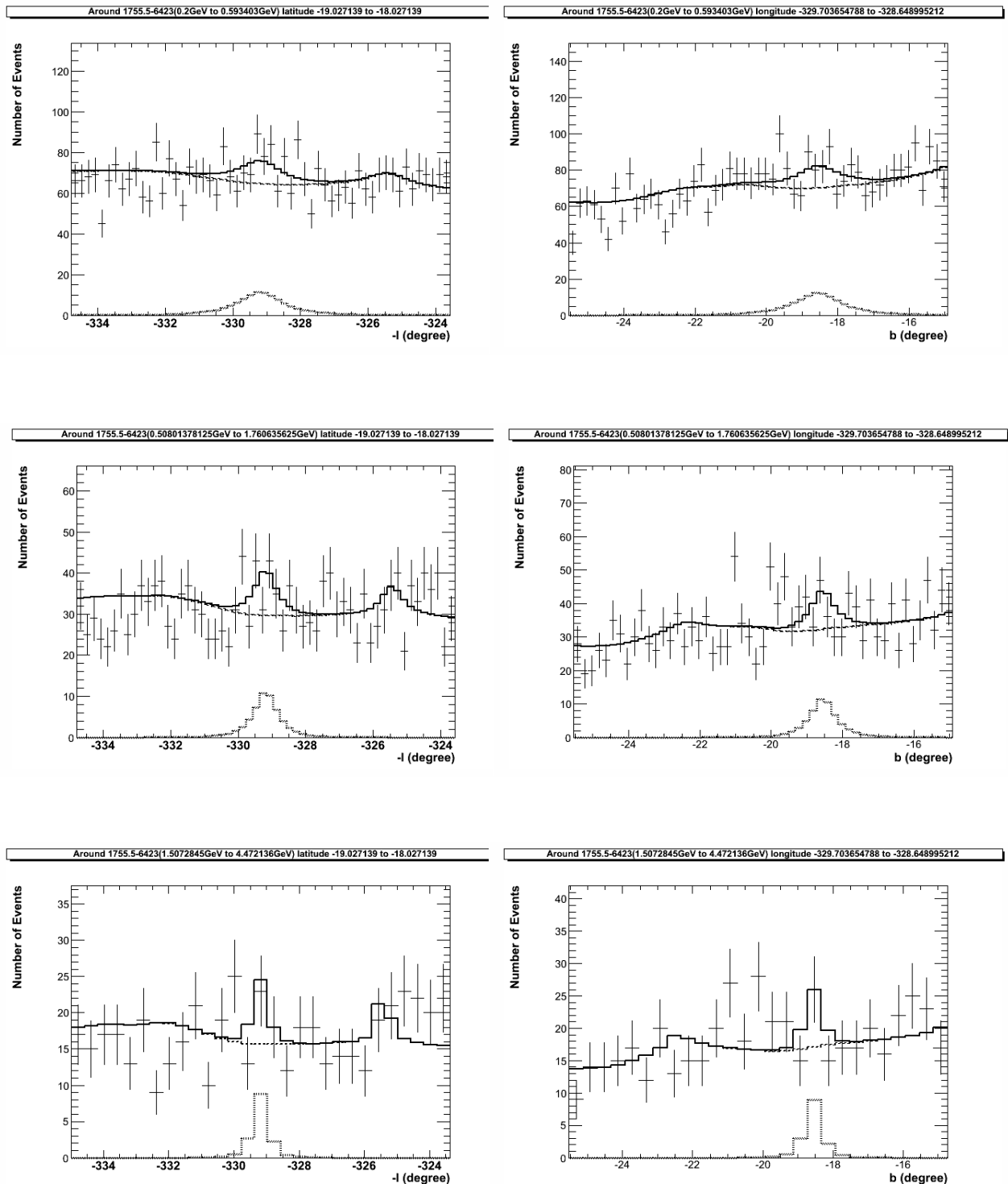


図 5.5: 2FGL J1755.5–6423 モデルフィット結果。上から 0.2 GeV–0.6 GeV、0.5 GeV–1.7 GeV、1.5 GeV–4.5 GeV の結果。十字点は観測線データ、実線はモデルのカウント。下にある点線で囲まれた部分は J1755.5–6423 のモデル。中ほどにある点線は、ガンマ線の全モデルカウント数から J1755.5–6423 のモデルを引いたものである。

5.2.2 天体の広がり調査

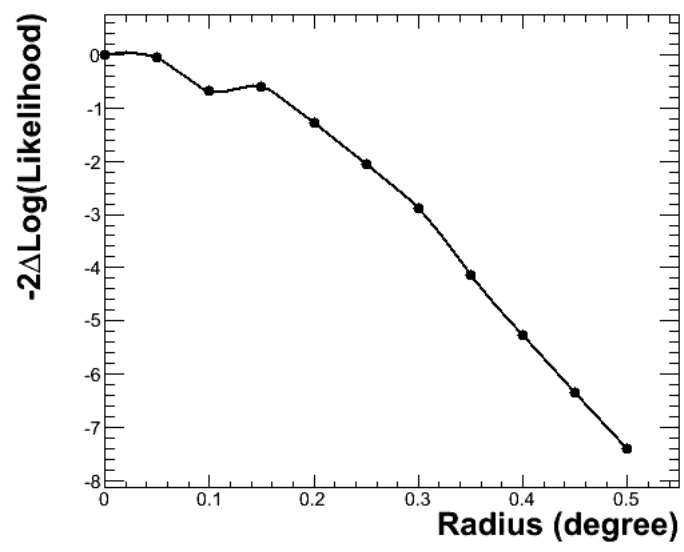
今回解析する活動銀河核の2天体は、フェルミカタログでは点源としてされている。しかし、活動銀河核には2章で述べたようなローブという広がった構造を持つ場合もある。実際に、Centarius A ではガンマ線で広がった構造が検出されている。フェルミカタログは2年間の観測結果を用いたものであるが、本解析では3年以上のデータを用いているため、解析天体がガンマ線で広がった構造を持っているかの調査を行った。解析天体の広がり有無を調査した結果、広がり確認された場合はそのモデルを利用して、スペクトル、光度曲線の解析を行う。一方で広がり確認されなかった場合、点源として解析を行うが、3年以上のデータを用いた場合の解析天体の座標の調査を行う。この結果を用いて、スペクトル、光度曲線の解析に用いるモデルを決定する。

本研究ではLATのエネルギー分解能は低エネルギー側に行くほど悪くなるということを考慮し、5.1.2ではエネルギー領域は0.2 GeV以上としたが、本解析のみ0.5 GeV以上のデータを利用した。解析手法を以下に示す。

- ある半径で円形に広がった天体モデルを仮定、スペクトルはPower Law²とし、Binned likelihood解析を行う。
- 天体の位置、半径を変化させて解析を行い、likelihood値の変化を確認する。
- TSの導出(式(5.14))の際は、解析天体の位置に何もソースを仮定しない場合のlikelihood値を基準とする。

2FGL J0939.4-6423、2FGL J1755.5-6423が広がった構造を持っているかどうかの確認を行った。結果を図5.6に示す。ここで、縦軸は $-2\Delta \log(\text{Likelihood}) = -2\log(\text{Likelihood}_{\max} - \text{Likelihood})$ であり、likelihood値が最大となる半径でのLikelihood値を Likelihood_{\max} とした時の、ある半径でのLikelihood値との差を表す。したがって、Likelihood値が最大となる半径が最も尤もらしい半径となる。図5.6が示すように、2FGL J0939.4-6423、2FGL J1755.5-6423共に点源を仮定した場合が最も尤もらしいという結果となった。ここで、likelihood解析の際、座標、半径、スペクトルの形状(Prefactor、Index)をフリーパラメータとしているため自由度は5となり、TSの差、ここでは $-2\log(\text{Likelihood})$ が5.88759となる半径が 1σ の誤差であり、0.5GeV以上での広がりの上限值となる。2FGL J0939.4-6423は、0.43度であり、2FGL J1755.5-6423は、1.44度という結果となった。

-2ΔLog(Likelihood) vs radius



-2ΔLog(Likelihood) vs radius

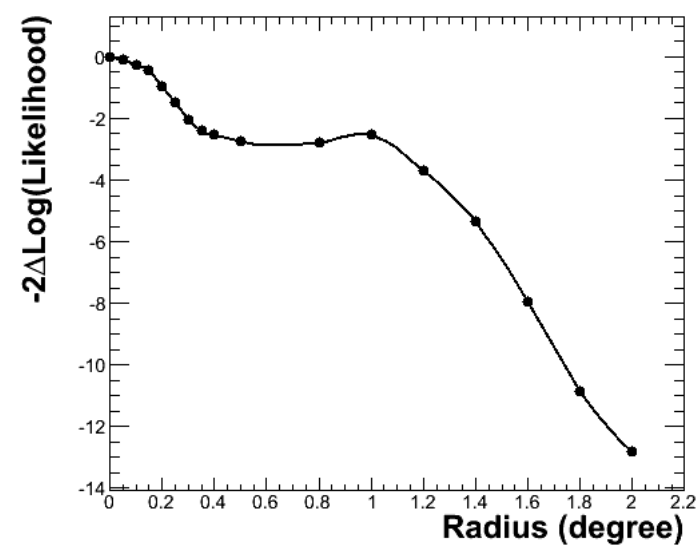


図 5.6: 2FGL J0939.4-6423(上図)、2FGL J1755.5-6423(下図) の広がり の調査結果。

天体の座標の調査

2FGL J0939.4–6423 は広がった構造が検出されなかったため、Science Tools で用意されている `gtfindsrc` というコマンドを利用して座標とエラーサークルの調査を行った (付録 A)。結果を表 5.3、5.4 に示す。ここで、`gtfindsrc` では座標位置を変化させながら unbinned likelihood 解析を行うことでベストフィット位置を調査している。エラーサークルは正円となるが、フェルミカタログでは楕円となっている。エラーサークルの大きさはどちらも 2σ である。

表 5.3: 2FGL J0939.4–6423 の座標の調査結果。エラーサークルの大きさは、カタログ値、ベストフィット値共に 2σ である。

	R.A.	Decl.	エラーサークル (長軸) [deg]	エラーサークル (短軸) [deg]
カタログ値	144.798	-17.579	0.111	0.093
ベストフィット値	144.799	-17.5823	0.083295979	

表 5.4: 2FGL J1755.5–6423 の座標の調査結果。エラーサークルの大きさは、カタログ値、ベストフィット値共に σ である。

	R.A.	Decl.	エラーサークル (長軸) [deg]	エラーサークル (短軸) [deg]
カタログ値	268.892	-64.391	0.215	0.162
ベストフィット値	268.736	-64.3997	0.124228153	

以上の結果を考慮し、新たにモデルファイルを作成し、スペクトル、光度曲線の解析を行った。

5.2.3 ガンマ線スペクトル

ガンマ線スペクトルは、5.1.2の全エネルギー領域0.2GeV–200GeVを対数空間で6つのエネルギー領域に分けてUnbinned likelihood解析を行うことで導出する。本研究では、TSの値が10よりも小さい結果となった場合またはフラックスの誤差が50%以上となった場合は上限値で表すこととした。上限値の推定は、スペクトルのIndex = 2として行う⁵。

2FGLJ0939.1–1734のスペクトルを図5.7上に、2FGL J1755.5–6423のスペクトルを図5.7下に示す。

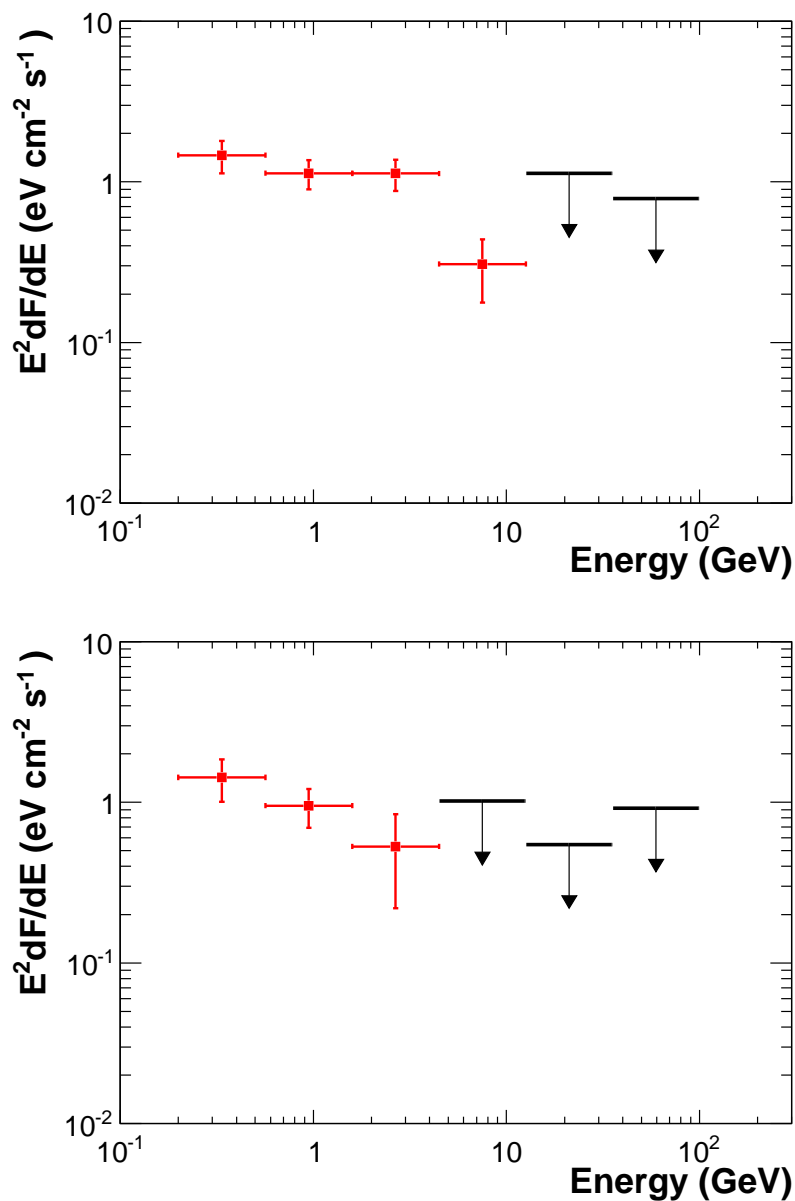


図 5.7: 2FGLJ0939.1–1734(上)、2FGL J1755.5–6423(下)のガンマ線スペクトル

⁵ 上限値の推定において、スペクトル指数の値が与える影響は少ない。

5.2.4 光度曲線

ガンマ線光度曲線は、5.1.2の全解析期間において、60日毎のデータについて unbinned likelihood 解析を行うことで導出した。これは、60日より短い期間では光子の統計が足りないためである。ここで、最後の期間で60日に満たない日数である場合、残りのすべてのデータを利用して likelihood 解析を行うこととした。本研究では、TSの値が10よりも小さい結果となった場合は上限値で表すこととした。上限値の推定は、 $\text{Index} = 2$ として行う。また、変動がない場合 ($f(x) = \text{const}$) を仮定し、 χ^2 検定を行うことで、変動の有無を調査する。本研究では、フェルミチームと同様に有意水準1%以下の時、変動があるとする。

2FGLJ0939.1–1734の光度曲線を図5.8、2FGL J1755.5–6423の光度曲線を図5.8に示す。上図がフラックス、下図がIndexの変動を表す。この結果をもとにフラックス、Indexに関して χ^2 検定を行った。ここで、 χ^2 検定の際には、TSの値が10よりも小さい点に関しても検定に利用する為に、上限値とはしないものとする。

2FGL J0939.1–1734

フラックスの検定では、13番目と15番目のビンエラーの計算が正確ではないため評価から外した。また、Indexの検定では、2番目と14番目、13番目、15番目のビンを評価から外した。 $f(x) = p_0$ としてフィッティングを行った結果(図5.10)、

$$\text{フラックス} : \frac{\chi^2}{d.o.f} = \frac{25.95}{17} \quad (5.17)$$

$$\text{Index} : \frac{\chi^2}{d.o.f} = \frac{7.932}{15} \quad (5.18)$$

となる。自由度17の時、有意水準1% χ^2 の値は33.409であり、自由度15の時、有意水準1% χ^2 の値は30.578である。したがって、2FGL J0939.1–1734からは有意な時間変動は検出されなかった。

2FGL J1755.5–6423

フラックスの検定では、2番目と11番目、16番目のビンエラーの計算が正確ではないため評価から外した。また、Indexの検定では、2番目と3番目、11番目、16番目のビンを評価から外した。 $f(x) = p_0$ としてフィッティングを行った結果(図5.11)、

$$\text{フラックス} : \frac{\chi^2}{d.o.f} = \frac{12.94}{16} \quad (5.19)$$

$$\text{Index} : \frac{\chi^2}{d.o.f} = \frac{8.143}{14} \quad (5.20)$$

となった。自由度16の時、有意水準1% χ^2 の値は32.000であり、自由度14の時、有意水準1% χ^2 の値は29.141である。したがって、2FGL J1755.5–6423からは有意な時間変動は検出されなかった。

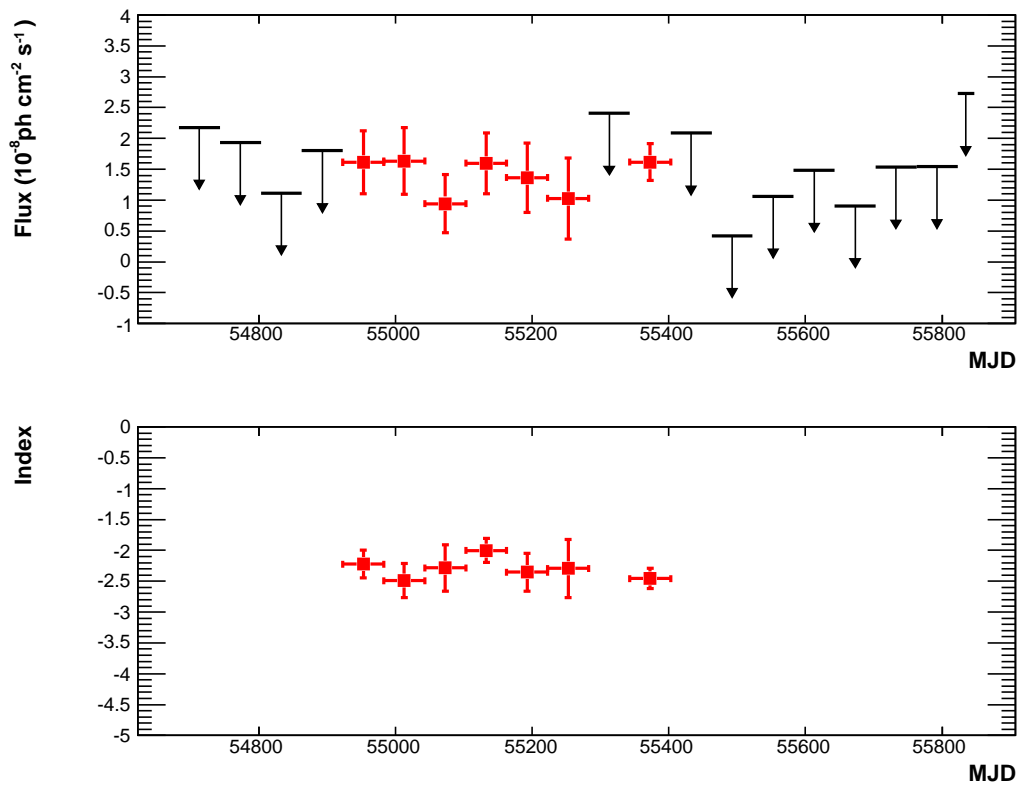


図 5.8: 2FGLJ0939.1-1734 ガンマ線光度曲線。上図はフラックスの変動を、下図はスペクトル指数の変動を示す。

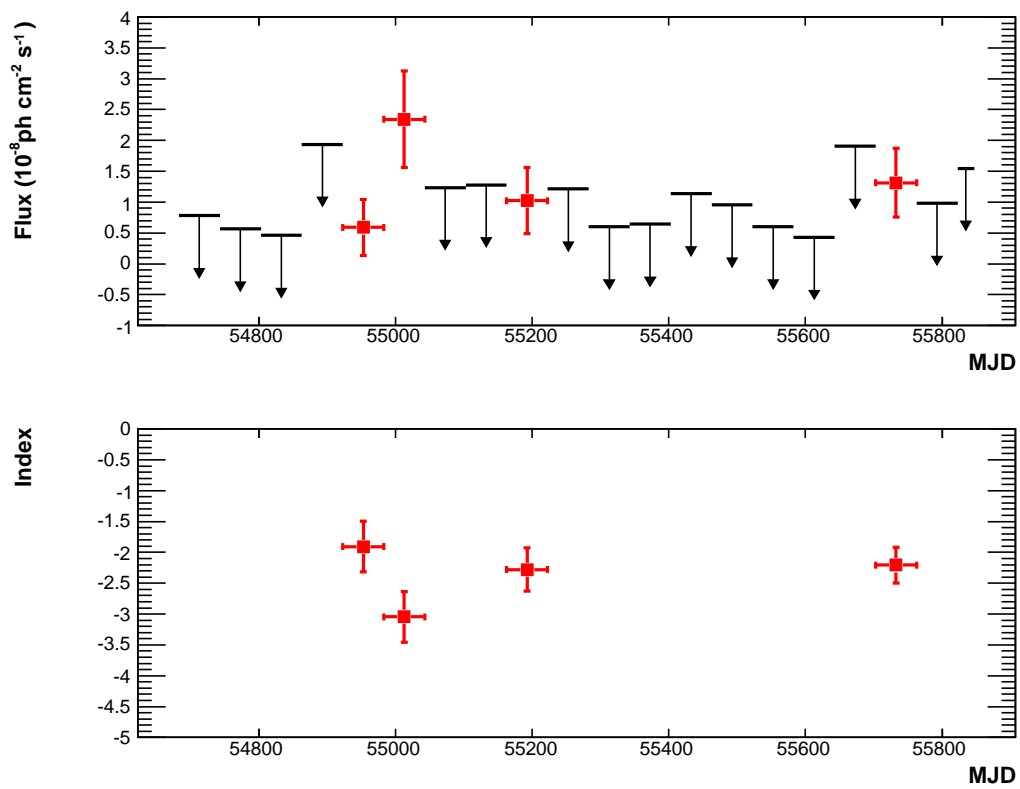


図 5.9: 2FGLJ1755.5–6423 ガンマ線光度曲線。上図はフラックスの変動を、下図はスペクトル指数の変動を示す。

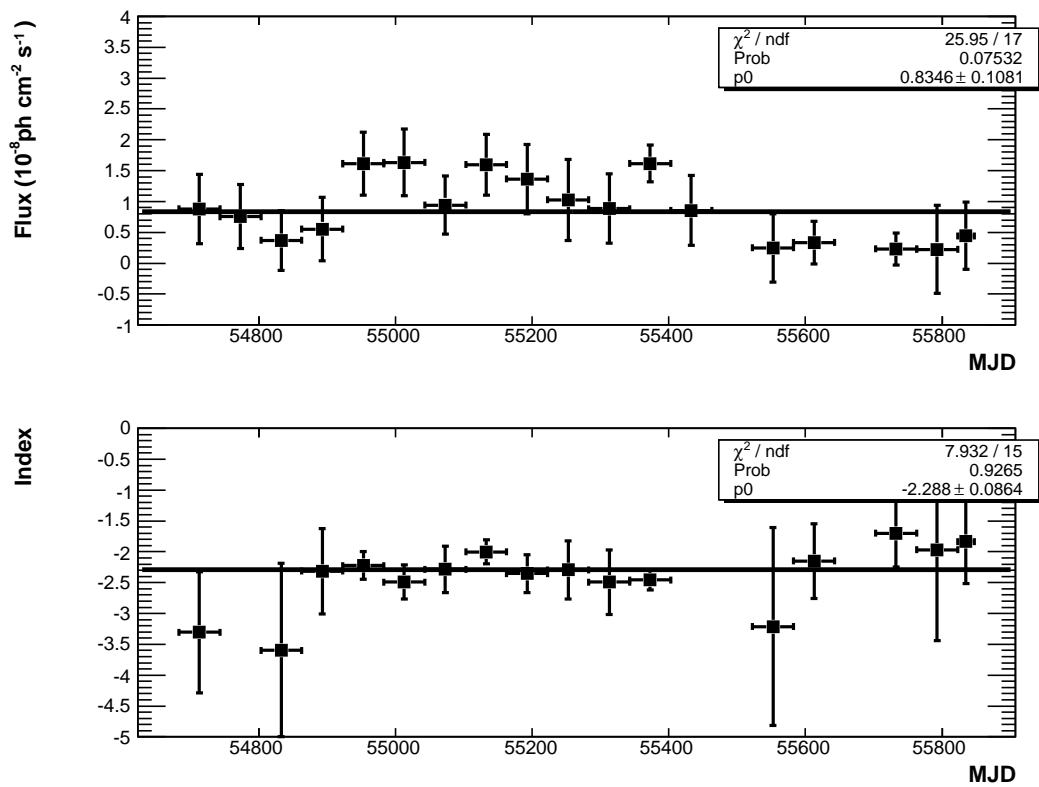


図 5.10: 2FGLJ0939.1-1734 ガンマ線光度時間変動の確認。上図はフラックスの変動を、下図はスペクトル指数の変動を示す。ここで、 χ^2 検定の際には、TS の値が 10 よりも小さい点に関しても検定に利用する為に、上限値とはしないものとする。

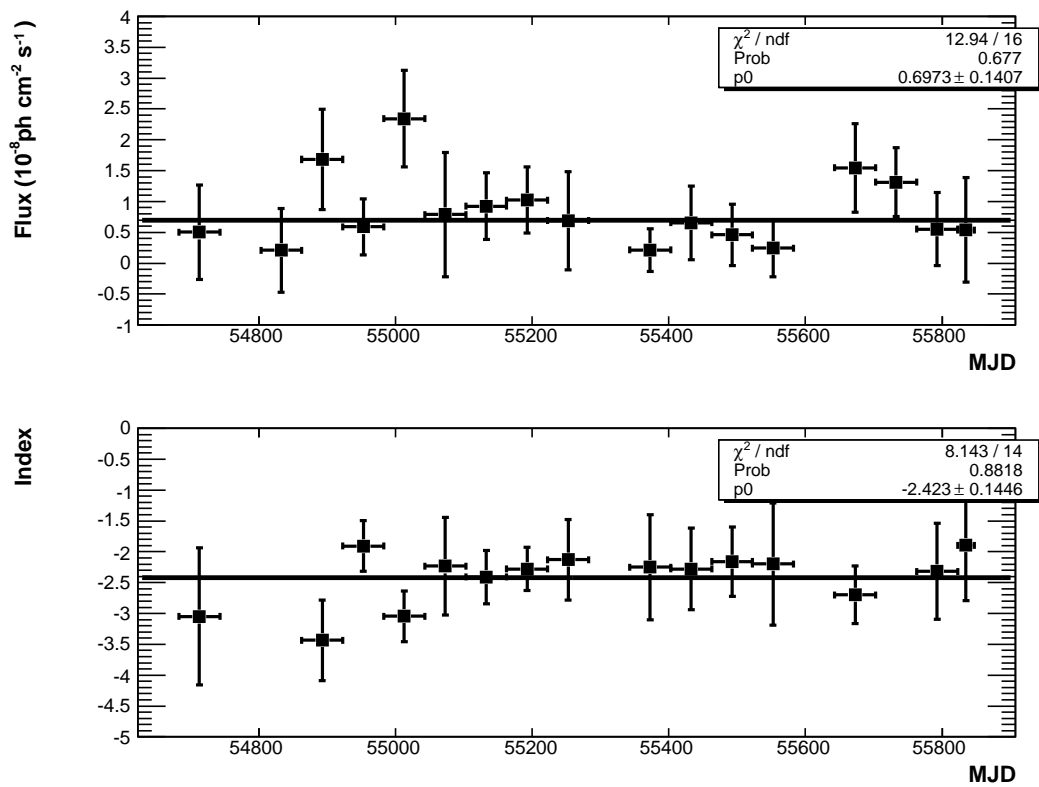


図 5.11: 2FGL J1755.5-6423 ガンマ線光度時間変動の確認。上図はフラックスの変動を、下図はスペクトル指数の変動を示す。ここで、 χ^2 検定の際には、TS の値が 10 よりも小さい点に関しても検定に利用する為に、上限値とはしないものとする。

第6章 議論

活動銀河核からの放射は、2.4でも述べたように、低エネルギー側は相対論的電子のシンクロトロン放射、高エネルギー側は逆コンプトン散乱によるものである。活動銀河核からの高エネルギー光子は典型的にはシンクロトロン光子が種光子となり逆コンプトン散乱によってたたき上げられる、シンクロトロン・自己コンプトンモデルによるものであると考えられる。ここで、1.1.2で述べたように、宇宙線を加速する為には荷電粒子のラーモア半径は加速領域のサイズよりも小さくしなければならないという条件(式1.2)を用いると、低エネルギー側の光度と高エネルギー側の光度の比から加速領域の物理状態に制限をつけることが可能となる [26]。

本章では、前章で導出したスペクトルを利用し、現在までに観測された他波長の結果を用いて多波長でのエネルギースペクトルを求める。その後、SSCモデルでのフィッティングを行ったうえでシンクロトロン放射と逆コンプトン散乱による光度の比を推定し、加速源候補天体である活動銀河核が、実際に最高エネルギー宇宙線を加速可能であるかをどうかを議論する。

6.1 多波長でのエネルギースペクトル分布

各天体の既知の観測データを、NED(NASA/IPAC Extragalactic Database)¹、VizieR²、HEASARC Data Archive³を利用して調査した。この結果と、ガンマ線スペクトルから多波長のエネルギースペクトル分布を作成した。

2FGLJ0939.1–1734 に関して、電波から可視光領域の既知の観測結果として、ATCA、VLBA、VLA、USNO A2.0 B1.0 カタログの値を利用した。2FGLJ1755.5–6423 に関しては、電波から可視光領域の既知の観測結果として、ATCA、VLBA、VLA、USNO A2.0/B1.0、2MASS、GALEX の値を利用した。また、X線領域においては国際宇宙ステーションに搭載されており、現在全天サーベイ中である MAXI/GSC の観測結果を利用することで、X線領域のエネルギースペクトルに上限値を設けることができた(付録B)。結果を図6.1、6.2に示す。尚、上記データは同時観測ではないため、時間変動による不定性が存在する。

電波からガンマ線までの放射があり、ブレーザーの特徴である、低エネルギー側と高エネルギー側にピークを持つ2山の構造をしていることが示唆される。

ここで、2FGLJ0939.1–1734 はフェルミカタログでは TXS 0936–173 と同定されている。この天体は図6.3に示すように、電波(NVSS)では PMNJ0939–1731 と同一天体であるように観測されているが、可視光(DSS)では別の天体として観測されている。今回、エネルギースペクトルを描くにあたって、可視光の観測結果については、TXS 0936–173、PMNJ0939–1731 両天体の観測結果を用いた。

¹<http://ned.ipac.caltech.edu/>

²<http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR>

³<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/archive.html>

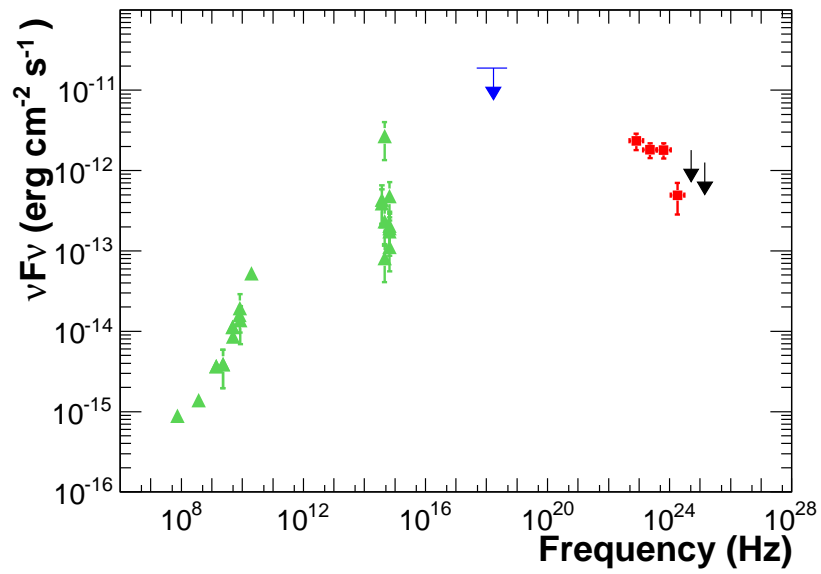


図 6.1: 2FGLJ0939.1-1734 のエネルギースペクトル分布。黄緑が ATCA、VLBA、VLA、USNO A2.0/B1.0 カタログの値、青の線が MAXI/GSC での観測結果である。

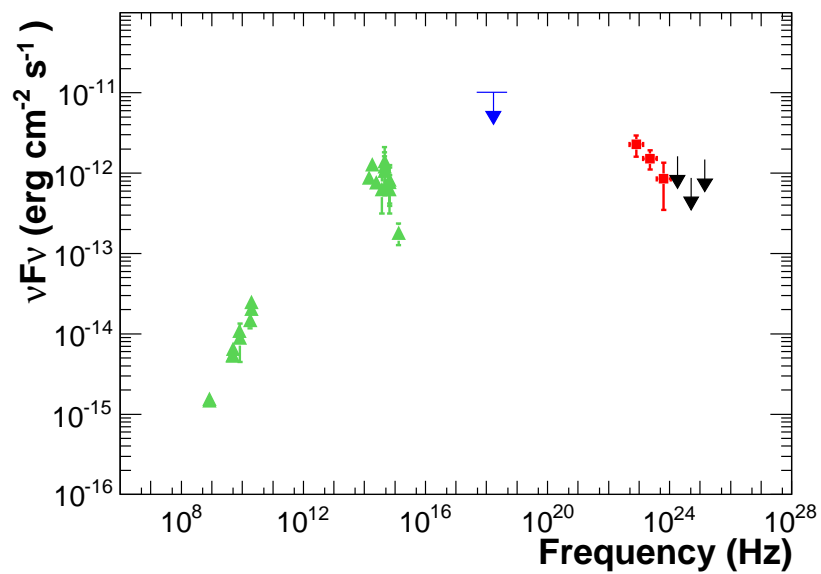


図 6.2: 2FGLJ1755.5-6423 のエネルギースペクトル分布。黄緑が ATCA、VLBA、VLA、USNO A2.0/B1.0 カタログの値、青の線が MAXI/GSC での観測結果である。

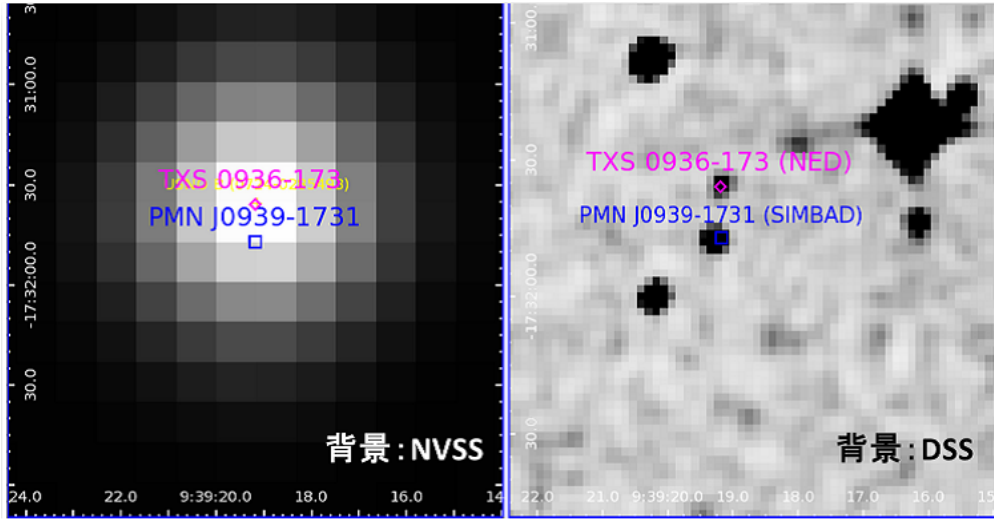


図 6.3: 2FGLJ0939.1–1734 の電波画像 (左) と可視光画像 (右) の比較。2FGLJ0939.1–1734 はフェルミカタログでは TXS 0936–173 (ピンク) と同定されており、電波 (NVSS) では PMNJ0939–1731 (青) と同一天体であるように観測されているが、可視光 (DSS) では別の天体として観測されている。

6.2 最高エネルギー宇宙線加速の可能性

Pe'er and Loeb (2012) では、1.1.2 に示した宇宙線を加速する為の条件と多波長スペクトルを用いることで、活動銀河核が最高エネルギー宇宙線を加速可能かどうかの検定ができることを示している [26]。

基本的な条件として、式 1.2 と同様に、荷電粒子のラーモア半径は加速領域のサイズよりも小さくなければならないという条件を考える。相対論的粒子の場合、

$$R \geq \frac{\eta E_{20}^{\text{ob}} \beta}{ZeB} \quad (6.1)$$

となる。ここで、 E^{ob} は観測されるエネルギー、 Ze は電荷、 B は磁場、 R は加速領域のサイズ、 $\eta \geq 1$ は無次元量であり、想定する加速のメカニズムにより変化する量とする。

電子が最高エネルギー宇宙線と同じ場所で加速されている状況を想定すると、シンクロトロン放射が起こっていると考えられる。活動銀河核のエネルギースペクトルにおいて、低エネルギー側のピークはシンクロトロン放射によるものと考えられており、これは以下の式で近似できる。この時、観測者はジェットからの放射を光円錐の内側から観測していると考えられる。もしそうでない場合、

$$(\nu F_\nu)_{\text{peak,syn}} = \frac{n_e V}{4\pi d_L^2} \left(\frac{4}{3}\right) c \sigma_T \gamma_e^2 \left(\frac{B^2}{8\pi}\right) \delta^2 \quad (6.2)$$

ここで、 n_e は電子の個数密度、 V は放射領域の体積、 d_L は光度距離、 σ_T はトムソン散乱断面積、 δ はビーミング因子を表す。

一方、活動銀河核のエネルギースペクトルにおいて、高エネルギー側のピークは逆コンプトン散乱によるものであると考えられている。ここで、逆コンプトン散乱の種光子の波長を ν_{in} とすると、逆コンプトン散乱によって放出されるエネルギーは、

$$\nu_{IC} = \frac{4}{3}\gamma_e^2\nu_{in} \quad (6.3)$$

となる。また、シンクロトロン放射と逆コンプトン散乱のピークフラックス比は、

$$\frac{(F_\nu)_{\text{peak,IC}}}{(F_\nu)_{\text{peak,in}}} = \tau \approx \Delta l n_e \sigma_T \quad (6.4)$$

となる。ここで、加速領域を円柱と仮定すると、体積は $V = \pi R^2 l$ となる。式 (6.2)、(6.3)、(6.4) より、次の式が与えられる。

$$(\nu F_\nu)_{\text{peak,syn}} = \frac{1}{4\pi d_L^2} \frac{cB^2 R^2}{8} \delta^2 \frac{(\nu F_\nu)_{\text{peak,IC}}}{(\nu F_\nu)_{\text{peak,in}}} \quad (6.5)$$

式 6.1) より、以下の条件式が成り立つ。

$$(\nu F_\nu)_{\text{peak,syn}} \geq \frac{1}{4\pi d_L^2} \frac{c}{8} \left(\frac{\eta E_{20}^{\text{ob}}}{Z} \right)^{20} \frac{(\nu F_\nu)_{\text{peak,IC}}}{(\nu F_\nu)_{\text{peak,in}}} \beta^2 \delta^2 \quad (6.6)$$

この条件式のもとでシンクロトロン放射と逆コンプトン散乱でのピークフラックスを求めることにより、活動銀河核中心核またはローブが最高エネルギー宇宙線を加速可能かどうかを判断できる。

6.2.1 シンクロトロン・自己コンプトンモデルでのフィッティング

SSC モデルによるフィッティングには、高見氏のモデルを採用した [27]。このモデルでは、電子のスペクトルは Broken Power Law を仮定してあるが、本研究では以下の式で表されるスペクトルを使用した。

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\gamma_1} \quad E < E_b \quad (6.7)$$

$$= N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\gamma_2 - \gamma_1} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\gamma_2} \quad E > E_b \quad (6.8)$$

ここで、 E_b はスペクトルの折れ曲がりがあるエネルギーを示す。また、フィッティングの際に用いたパラメータの概要を表 6.1 にまとめた。表において値が記載されているパラメータについてはフィッティング時に固定パラメータとした。ここで、折れ曲がり前のスペクトル指数は典型的な値である 2.0 とした。また赤方偏移量は、GZK カットオフ効果 (1.2.1) により最高エネルギー宇宙線は典型的に約 100Mpc 以内から到来していると考えられているため、100Mpc での値を利用した。その他のパラメータは、2.4 で述べた関係式 2.23、2.24 より、 B, γ, δ を制限し、ガンマ線のスペクトルから、折れ曲がり後のスペクトル指数を推定することでフィッティングを行っていった。各天体毎のフィッティング結果を次節に述べる。

表 6.1: SSC モデルでのフィッティングパラメータ概要。"free" となっているパラメータの値を動かすことで、フィッティングを行う。

パラメータ名	パラメータ概要	パラメータ値
GMIN	電子のローレンツ因子: 最小値	1.0
GMAX	電子のローレンツ因子: 最大値	10000000.0
GBR1	スペクトルの折れ曲がり箇所での電子のローレンツ因子	free
S1	折れ曲がり前のスペクトル指数	2.0
S2	折れ曲がり後のスペクトル指数	free
KE	電子の個数密度 [cm^{-3}]	free
B	磁場の強度 B [mG]	free
SIZELOG10	bolb のサイズ $\log_{10}(\text{size}[\text{cm}])$	free
DELTA	ビーミング因子 δ	free
REDSHIFT	赤方偏移量	0.025

6.2.2 フィッティング結果

2FGLJ0939.1–1734、2FGLJ1755.5–6423 に対する SSC モデルでのフィッティング結果を図 6.4、図 6.5 に示す。また、この時の表 6.1 でのフリーパラメータの値と、結果として出てくる物理量について、各天体ごとに表 6.2、表 6.3 にまとめた。

表 6.2: 2FGLJ0939.1–1734 の SSC モデルでのフィッティング結果。

	図 6.4 上	図 6.4 中	図 6.4 下
GBR1	10000.0	10000.0	10954.451
S2	3.85	3.95	4.0
KE	38000.0	10000.0	600000.0
B	8.333	5.556	11.574
SIZELOG10	16.593	16.213	16.093
DELTA	5	30	3
電子の密度 [ergcm ⁻³]	7.710864×10^{-2}	4.383868×10^{-1}	4.814255×10^0
電子の全エネルギー [erg]	2.747900×10^{49}	1.406668×10^{48}	3.833696×10^{49}
磁場の密度 [ergcm ⁻³]	1.409568×10^{-6}	1.228244×10^{-6}	5.329999×10^{-6}
$(\nu F_\nu)_{\text{peak, sync}}$	6.427531×10^{-13}	8.793024×10^{-12}	1.494546×10^{-13}
$(\nu F_\nu)_{\text{peak, IC}}$	2.64036×10^{-12}	4.266701×10^{-12}	4.850084×10^{-12}
ピーク比	4.1078930618	0.4852370470051	32.451888399

表 6.3: 2FGLJ1755.5–6423 の SSC モデルでのフィッティング結果

	図 6.5 上	図 6.5 中	図 6.5 下
GBR1	10000.0	7071.067	10000.0
S2	3.9	4.0	4.0
KE	25000.0	450000.0	23000.0
B	8.333	55.556	12.500
SIZELOG10	16.292	15.934	15.912
DELTA	10	3	20
電子の密度 [ergcm ⁻³]	2.032520×10^{-1}	3.449422×10^{00}	1.828298×10^{-1}
電子の全エネルギー [erg]	6.399168×10^{48}	9.158722×10^{48}	4.169997×10^{47}
磁場の密度 [ergcm ⁻³]	2.762886×10^{-6}	1.228067×10^{-4}	6.216990×10^{-6}
$(\nu F_\nu)_{\text{peak, sync}}$	1.464731×10^{-12}	5.562955×10^{-13}	3.413771×10^{-12}
$(\nu F_\nu)_{\text{peak, IC}}$	2.856789×10^{-12}	5.913842×10^{-12}	2.469968×10^{-12}
ピーク比	1.9503847464	10.6307564954	0.723530664476

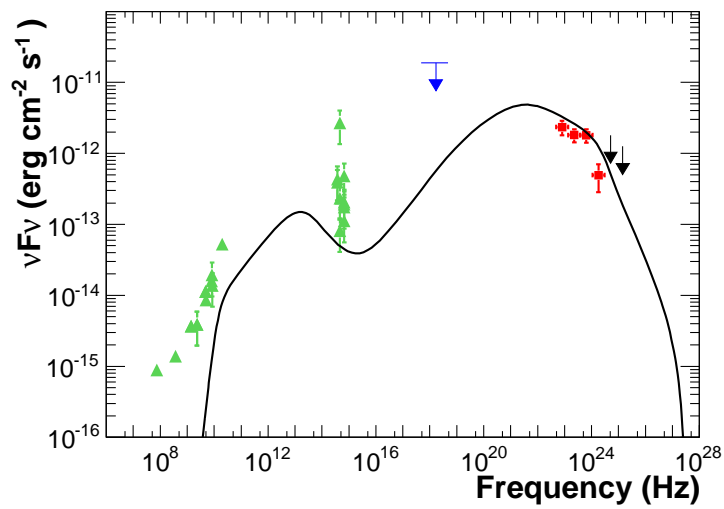
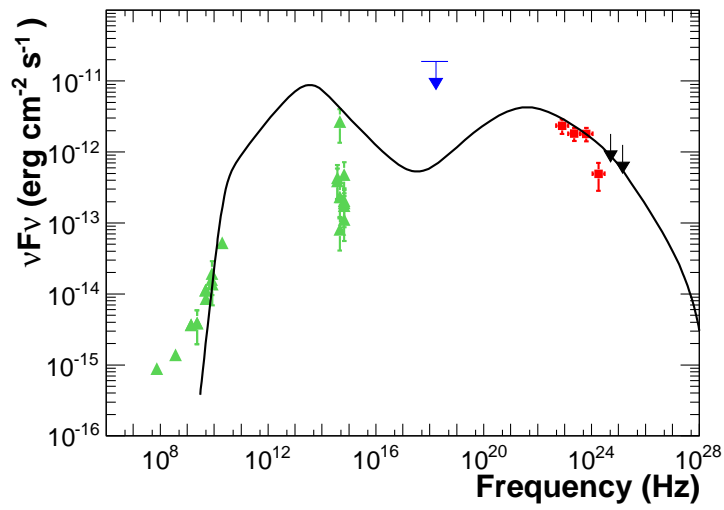
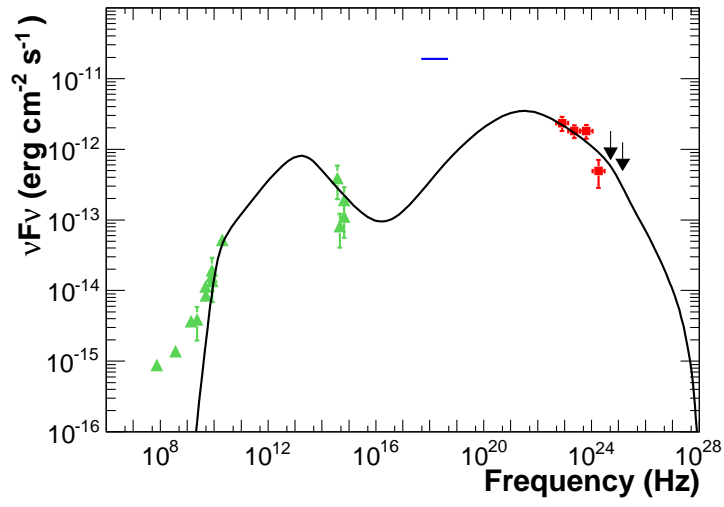


図 6.4: 2FGLJ0939.1-1734 の SSC モデルでのフィッティング結果

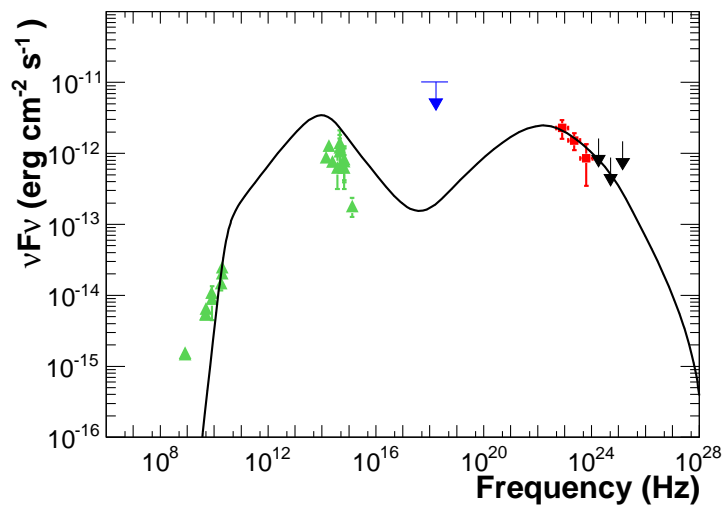
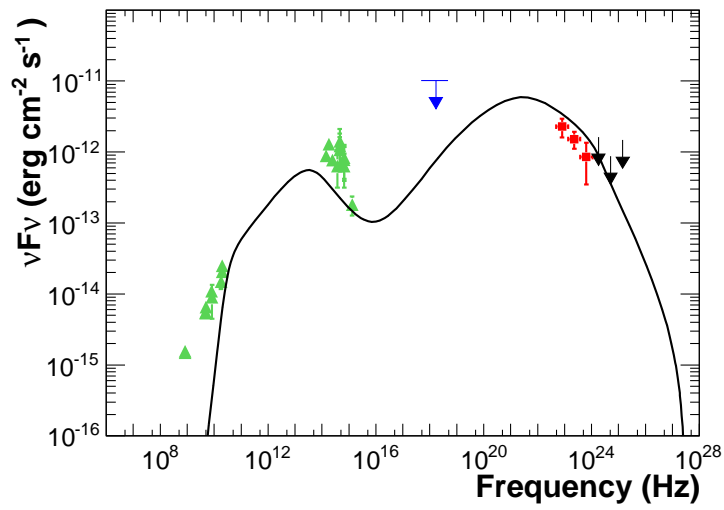
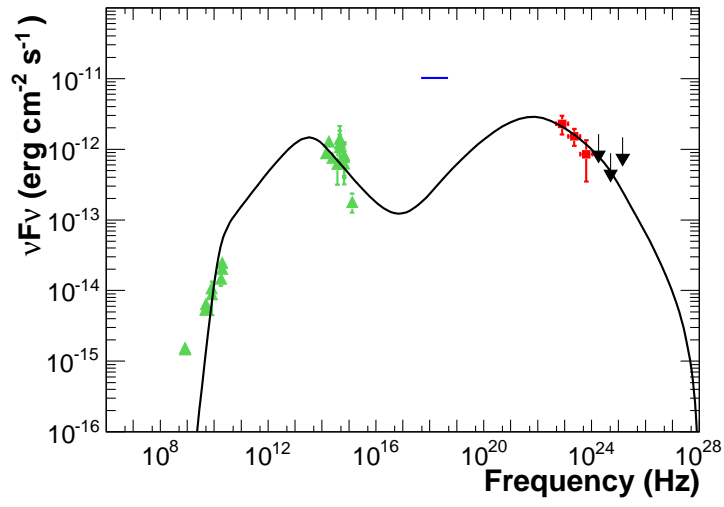


図 6.5: 2FGLJ1755.5-6423 の SSC モデルでのフィッティング結果

6.2.3 活動銀河核中心核での場合

最高エネルギー宇宙線の加速が活動銀河核中心核またはジェット内部で起こっている場合を考える。この時、加速領域からの電波放射の輝度温度が高くなるため、逆コンプトン散乱の種光子はシンクロトロン放射での光子であると考えられ、 $(\nu F_\nu)_{\text{peak,in}} = (\nu F_\nu)_{\text{peak,IC}}$ となる。したがって、式 6.6 より、加速源となるために必要なシンクロトロン光度 $L_{\text{peak,IC}}$ の下限値が以下のように定義される [26]。

$$L_{\text{peak,IC}} \equiv 4\pi d_L^2 (\nu F_\nu)_{\text{peak,IC}} \quad (6.9)$$

$$\geq 4.1 \times 10^{44} \left(\frac{\eta E_{20}^{\text{ob}}}{Z} \right)^2 \frac{(\nu F_\nu)_{\text{peak,IC}}}{(\nu F_\nu)_{\text{peak,in}}} \beta^2 \delta^2 \quad (6.10)$$

本研究では 2FGLJ0939.1–1734、2FGLJ1755.5–6423 の SSC モデルでのフィッティング結果から、天体までの距離として 100Mpc を仮定してシンクロトロン光度を求める。ここで、GZK カットオフ効果 (1.2.1) により最高エネルギー宇宙線は典型的に約 100Mpc 以内から到来していると考えられている。そのため、100Mpc を仮定してシンクロトロン光度を推定することで、各天体がとり得るシンクロトロン光度の上限値を求めることができる。

以上の結果・条件より、図 6.6 となる。2FGLJ0939.1–1734、2FGLJ1755.5–6423 が取り得る範囲をそれぞれ赤、青で示した。左図は最高エネルギー宇宙線が陽子の場合 ($Z = 1$) の場合、右図は鉄 ($Z = 56$) の場合であり、斜線部が最高エネルギー宇宙線を加速可能な領域を表す。したがって、最高エネルギー宇宙線が陽子である場合は加速できないが、鉄である場合は加速の可能性があるとこの結果となった。

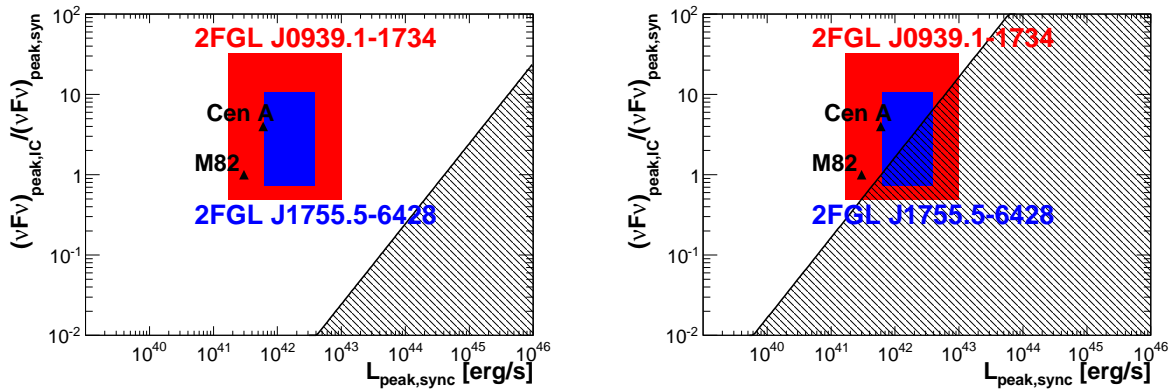


図 6.6: 活動銀河核中心核での最高エネルギー宇宙線加速。左図は最高エネルギー宇宙線が陽子の場合 ($Z = 1$) の場合、右図は鉄 ($Z = 56$) の場合であり、斜線部が最高エネルギー宇宙線を加速可能な領域を表す。

6.2.4 活動銀河核ローブでの場合

最高エネルギー宇宙線の加速が活動銀河核ローブで起こっている場合を考える。ローブは活動銀河核中心核から遠く離れているため、逆コンプトン散乱の種光子はシンクロトロン放射による光子ではなく、CMBやEBLに由来するものと考えられ、 $(\nu F_\nu)_{\text{peak,in}} = \pi R^2 c u_{\text{ex}} / 4\pi d_L^2$ となる。したがって、式6.6より、加速領域のサイズ R_{acc} の下限値が以下のように定義される [26]。

$$R_{\text{acc}} \geq \left(\frac{(\nu F_\nu)_{\text{peak,IC}}}{(\nu F_\nu)_{\text{peak,syn}}} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{8\pi u_{\text{ex}}} \right)^{1/2} \left(\frac{\eta E_{20}^{\text{ob}}}{Z} \right) \beta \delta \quad (6.11)$$

ここで、 u_{ex} は CMB/EBL エネルギー密度である。

2FGLJ0939.1–1734、2FGLJ1755.5–6423 の SSC モデルでのフィッティング結果から、式6.11を 図に表すと、図6.7となる。2FGLJ0939.1–1734、2FGLJ1755.5–6423 が取り得る範囲をそれぞれ赤、青で示した。左図は最高エネルギー宇宙線が陽子の場合 ($Z = 1$) の場合、右図は鉄 ($Z = 56$) の場合であり、斜線部が最高エネルギー宇宙線を加速可能な領域を表す。したがって、最高エネルギー宇宙線が陽子または鉄である場合においても、2FGLJ0939.1–1734、2FGLJ1755.5–6423 の加速領域のサイズによっては加速の可能性があると結果となった。加速可能である場合の加速領域の下限値を表6.4に示す。

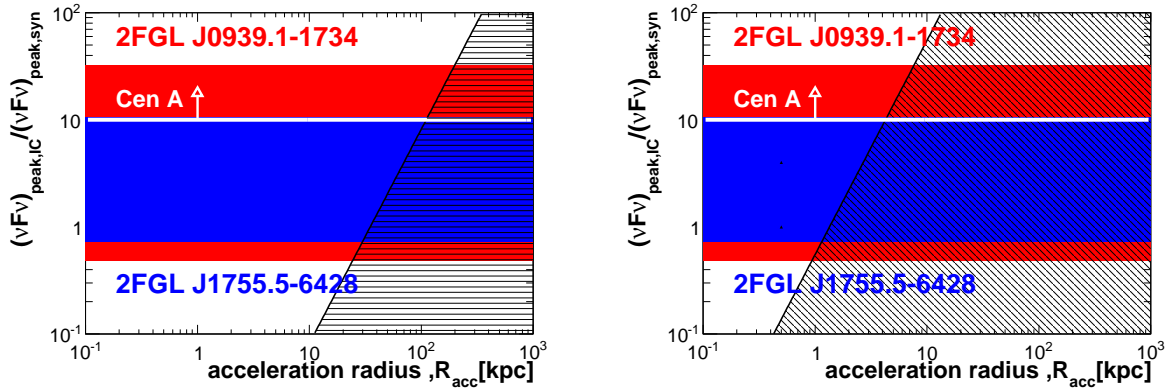


図 6.7: 活動銀河核ローブでの宇宙線加速。左図は最高エネルギー宇宙線が陽子の場合 ($Z = 1$) の場合、右図は鉄 ($Z = 56$) の場合であり、斜線部が最高エネルギー宇宙線を加速可能な領域を表す。

表 6.4: 活動銀河核ローブでの宇宙線加速である場合の加速領域の下限値

天体	加速領域 R_{acc} のサイズ [kpc]	
	陽子	鉄
2FGLJ0939.1–1734	8.241	0.235
2FGLJ1755.5–6423	18.322	0.523

第7章 まとめと今後

本研究では、オージェ宇宙線観測所とフェルミ衛星 GeV ガンマ線ソースカタログについて空間的な相関を調査し、最高エネルギー宇宙線の加速源候補天体を選出した。また、これらの天体のうち活動銀河核に関してガンマ線データの詳細解析を行い、最高エネルギー宇宙線の加速源となり得るかどうかの調査を行った。

まずフェルミ衛星 GeV ガンマ線ソースカタログから最高エネルギー宇宙線の加速源候補天体を選出した。選出方法として、フェルミ衛星の2年間の観測を元にした GeV ガンマ線カタログ中のガンマ線ソースからオージェ宇宙線観測所で観測された最高エネルギー宇宙線までの天球上の角度 θ をパラメータとして用いとの相関を求めた。銀河磁場の影響を考慮し、 $\theta = 4.0$ 度とした結果、 $\theta = 4.0$ 度以内で複数個の最高エネルギー宇宙線と相関のある GeV ガンマ線ソースが複数個見つかった。6 天体中、4 天体が見同定天体であったが、2 天体は活動銀河核として他波長で同定されていた。この活動銀河核である 2 天体について、ガンマ線のカウントマップの作成、最尤法を用いてのフィッティング、天体の広がり調査、エネルギースペクトル、光度曲線の導出を行った。2 天体ともに広がり検出されず、光度曲線においても時間変動は検出されなかった。

次に、多波長のエネルギースペクトルを求めることで、最高エネルギー宇宙線の加速源となり得るかどうかの検証を行った。その結果、候補天体である活動銀河核の中心核での最高エネルギー宇宙線の加速が起こっていると仮定した場合、宇宙線陽子は不可能であるが鉄であれば加速できうる可能性があることが分かった。また、中心核での加速が不可能な場合活動銀河核ローブでの加速が起こっていると仮定すると、宇宙線陽子、鉄が加速可能となる領域の大きさの最小値を求めることができた。

本研究では、候補天体 6 天体中の多波長ですでに観測例がある活動銀河核のみの解析を行ったが、残り 4 天体の見同定天体が最高エネルギー宇宙線の加速源となり得るかどうかの検証も必要である。しかし、未同定天体は多波長での観測例がないため、多波長のエネルギースペクトルを用いて最高エネルギー宇宙線の加速源となり得るかどうかの検証を行うためには、他波長での観測が行われることが必要となる。最後に、本研究で解析を行った活動銀河核は、地球からどの程度の距離にあるのかが分かっていない。最高エネルギー宇宙線は GZK カットオフにより典型的には 100Mpc 以内でしか伝播できないという制限があるため、100Mpc 以内に天体が存在しなければ加速源とはなりえない。そのため、可視光での分光観測を行い天体までの距離を知ること、加速源となり得るかどうかを厳しく制限できる。

付録A Science Tools コマンド

今回の解析で使用したコマンドについて簡単に示す。

gtselect

FT1 ファイルから、データ解析に使用したい領域のデータを切り出すツール。切り出したデータは別名の FT1 ファイル (FITS) 形式で出力される。セレクション条件として、エネルギー領域、座標、領域の半径、時間、入射方向 (Zenith Angle) 等がある。ここで、時間は MET (Mission Elapsed Time) と呼ばれる時間が用いられる。これは、UTC 2001 年 1 月 1 日 00 時 00 分 00 秒からの経過時間で、単位は秒である。

gtmktime

FT2 ファイルにある衛星の位置、地磁気等の情報を用い、FT1 ファイルのタイムカットを行うツール。また、選出し情報をもとに、FT1 ファイルの GTI (Good Time Interval) を新たに作成する。

gtbin

FT1 ファイルを、他のツール (DS9 や XSPEC 等) で利用できるファイル形式へと変換するファイル。イメージやスペクトル、ライトカーブを作成することができる。

gtlike

最尤法によるスペクトルフィット (likelihood 解析) を行うツール。このフィッティングでは、xml ファイルに天体とバックグラウンドのモデルを用意し、天体の位置とエネルギーの分布の情報をもとに、フィッティングを行う。光子 1 イベント毎にフィッティングを行う "Unbinned Likelihood" と、ある領域内の光子イベントに対してフィッティングを行う "Binned Likelihood" がある。

gtltcube

FT2 ファイル中の livetime と FT1 ファイルの GTI を使って、全天の livetime を計算するツール。live time は、LAT での観測時間を示す。FT1 ファイル、FT2 ファイルから、検出器への入射角の関数としてエネルギーごとに観測時間の積分値を計算した、exposure cube を作成する。

gtexpmap, gtexpcube2

FT1 ファイル、FT2 ファイル、gtltcube により作成された exposure cube を用い、unbinned likelihood 解析で使用される exposure map、binned likelihood 解析で使用される exposure cube を作成するツール。gtselect で切り出した FT1 ファイルの領域よりも外側から放射が入り込むことを考慮し、この領域よりも大きい領域で作成する。

gtsrcmap

解析したい領域に含まれる天体のモデル (位置やスペクトルの情報) を記載したモデルファイ

ルを元に、観測に沿ったレスポンスを天体ごとに割り振るツール。この結果を書き込んだファイルをソースマップとよぶ。

gtmodel

gtsrcmap で作成したソースマップと、モデルファイルを元にカウントマップを作成するツール。

gtdiffsrps

銀河面からの放射や、広がった天体等の Diffuse 成分のレスポンス関数を計算するツール。レスポンス関数とは、あるイベントの実際に測定された量からエネルギー、入射角などへ変換する関数である。検出器やエネルギーに依存し、FT1 ファイルに情報が追加される。有効面積を A 、エネルギーの分散を D 、PSF を P 、検出器の方向や、向きの時間変化を表す関数として $\vec{L}(t)$ を用いると、以下の式であらわされる。

$$R(E', p'; E, p, t) = A(A, p, \vec{L}(t))D(E'; E, p, \vec{L}(t))P(p'; E, \vec{L}(t)) \quad (\text{A.1})$$

unbinned likelihood 解析の前にあらかじめ計算しておくことで、likelihood 解析での計算速度が速くなる。

gtfindsrc

点源である天体の位置を unbinned likelihood 解析を用いて調査するツール。点源の位置、 1σ のエラーサークルの大きさが結果として与えられる。

付録B MAXI データ解析

本研究では、活動銀河核である、2FGL J0939.1–1734 と、2FGL J1755.5–6423 について MAXI/GSC の観測データ取得し、X線領域でのスペクトルを調査した。

MAXI (Monitor of All-sky X-ray Image) とは、国際宇宙ステーション「きぼう」に搭載されている全天監視装置である [30][29]。ガススリットカメラ (GSC) と X線 CCD スリットカメラ (SSC) の2種類のスリットカメラを用いて観測を行っており、国際宇宙ステーションが約96分で地球を周回していることで全天をサーベイしている。2種類のスリットカメラで観測されたデータのうち、MAXI/GSC の観測データは、任意の天体や領域の光度曲線、パワースペクトル、エネルギースペクトル等の情報を”MAXI on-demand process”¹を通しインターネット経由で取得することができる。表 B.1 に MAXI/GSC の性能を示す。

表 B.1: MAXI/GSC の性能 [30]

X線検出器	比例計数管 12 台
エネルギー領域	2keV – 30keV
エネルギー分解能	18% (5.9keV)
視野	1.5deg (半値幅) × 160 deg (長さ)
検出感度	10mCrab(1 周回)、1mCrab(1 週間)

B.1 データセレクション

MAXI/GSC の観測データは、MAXI on-demand process で解析領域の中心座標、観測期間、エネルギー領域等の情報を入力することによって、自動で取得することができる。本研究では、表 B.2 に記した条件を用いて、2FGL J0939.1–1734 と、2FGL J1755.5–6423 のスペクトル情報を取得した。取得したスペクトルを図 B.1 に示す。

¹MAXI on-demand process: <http://maxi.riken.jp/mxondem/>

表 B.2: MAXI/GSC データセクション

Basic Information	
観測期間	2009年8月15日 – 2012年8月15日
MJD	55058.0 – 56154.0
エネルギー領域 ²	2.0 keV – 20.0 keV
Advanced Information	
ソース領域の半径 ¹²	2.0 deg
バックグラウンド領域の半径 ¹²	3.0 deg

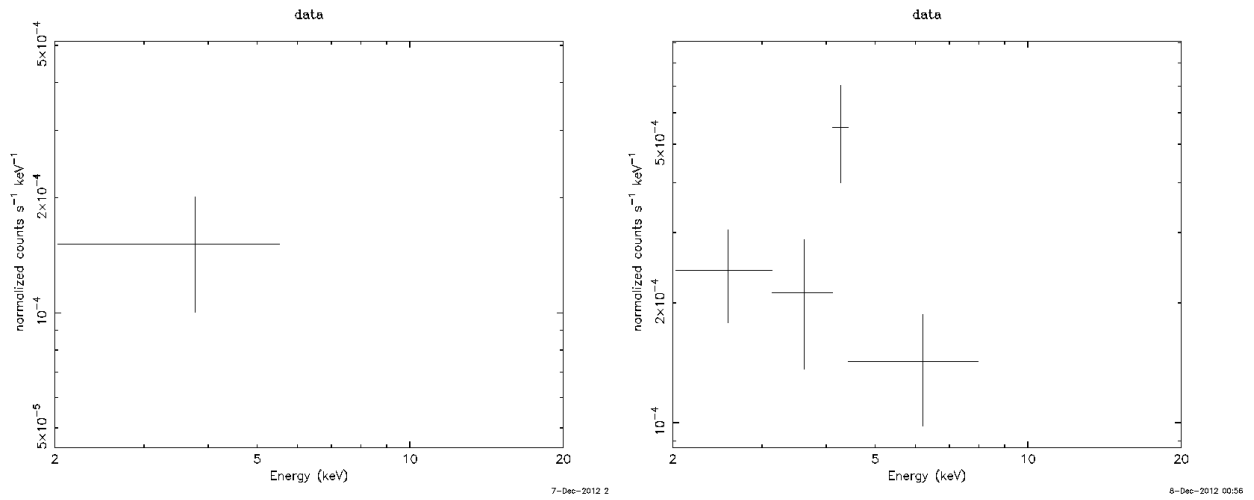


図 B.1: MAXI/GSC による 2FGL J0939.1–1734(左) と、2FGL J1755.5–6423(右) のスペクトル [30]。横軸がエネルギー [keV]、縦軸がカウントレート [count/s/keV] を示す。

B.2 データ解析

図 B.1 は縦軸がカウントレート [count/s/keV] であるため、多波長エネルギースペクトル分布に本データを利用する際には、検出器のレスポンスがかかったカウントスペクトルから天体の真のスペクトルに変換する必要がある。MAXI on-demand process での解析では、図 B.1 の他に、ソース領域のイベント情報が入っているファイル (gsc.src.pi)、バックグラウンド領域のイベント情報が入っているファイル (gsc.bgd.pi)、検出器のエネルギーレスポンスの情報が入ったファイル (gsc.rmf) が提供される。これらのファイルを XSPEC という解析ソフトウェア [32] を利用して、スペクトル解析を行った。ここで、スペクトルモデルとして以下のような”吸収 (wabs) × 冪関数 (Power law)”のモデルを使用した。

²GSC のエネルギー領域は 2keV–30keV だが、on-demand process で利用できるエネルギー領域は 2.0 keV – 20.0 keV となっている。

¹²ソース領域、バックグラウンド領域に関して、指定した領域以外で周囲に明るい天体がある場合は自動で除外するものとした。ds9 で読み込める region file という形式のファイルを準備し、任意の領域を指定することも可能である。

- wabs: 天体から放射された X 線が検出器に到達するまでには、星間物質による吸収を受ける。wabs は、この吸収の確率を表したモデルであり、以下の式で表される。

$$\text{wabs}(E) = \exp(-N_{\text{H}}\sigma(E)) \quad (\text{B.1})$$

ここで、 N_{H} は水素の柱密度、 σ は吸収断面積である。

- Power law: 冪型のスペクトル分布であり、以下の式であらわされる。

$$A(E) = K \left(\frac{E}{1\text{keV}} \right)^{-\alpha} \quad (\text{B.2})$$

ここで、 K は 1keV でのフラックス [photon/keV/cm²/s] であり、 α はスペクトル指数である。

本研究では上記のスペクトルモデルにおいて、wabs は図 B.2 の値、 $\alpha = 2.0$ と固定し、 K のみをフリーパラメータとしてフィッティングを行った。結果を B.3 に示す。

>> Leiden/Argentine/Bonn (LAB) Survey of Galactic HI				>> Leiden/Argentine/Bonn (LAB) Survey of Galactic HI			
LII , BII 251.176687 25.482211				LII , BII 329.147620 -18.479536			
Requested position at X and Y pixel 383.21 162.32				Requested position at X and Y pixel 284.28 93.00			
Search nH in 4 X 4 box				Search nH in 4 X 4 box			
Each pixel is 0.675 deg 0.675 deg				Each pixel is 0.675 deg 0.675 deg			
nH calculated using all points within				nH calculated using all points within			
1.0000 deg from input position				1.0000 deg from input position			
RA	DEC	Dist	nH	RA	DEC	Dist	nH
144.1952	-18.0900	0.8270	5.43E+20	270.2073	-64.5827	0.6880	5.38E+20
144.8980	-17.8628	0.3424	5.63E+20	269.5631	-65.1958	0.8871	5.39E+20
144.3471	-17.3599	0.4897	5.99E+20	269.4991	-63.6178	0.8559	5.40E+20
145.5909	-17.6217	0.7318	4.88E+20	268.8561	-64.2271	0.1862	5.21E+20
145.0385	-17.1242	0.4488	5.40E+20	268.1892	-64.8347	0.4864	5.47E+20
144.4910	-16.6214	0.9612	6.08E+20	267.5380	-63.8625	0.7253	5.98E+20
LAB >> Average nH (cm**2) 5.57E+20				LAB >> Average nH (cm**2) 5.43E+20			
LAB >> Weighted average nH (cm**2) 5.56E+20				LAB >> Weighted average nH (cm**2) 5.39E+20			

図 B.2: 2FGL J0939.1–1734(左) と、2FGL J1755.5–6423(右) の水素柱密度 [31]

表 B.3: MAXI/GSC データ解析結果

	Flux	90% confidence error
2FGL J0939.1–1734	1.0904×10^{-11}	1.90×10^{-11}
2FGL J1755.5–6423	1.8522×10^{-11}	2.504×10^{-11}

謝辞

はじめに、本研究を行うに当たり、数多くの方々からご指導、ご協力いただきましたことを深く感謝いたします。指導教官である片桐秀明准教授には、研究方針やフェルミ衛星のデータ解析方法等、多岐にわたり丁寧にご指導していただき、深く感謝いたします。同じく高エネルギー宇宙物理グループの吉田龍生教授には、学部時代から宇宙物理に関することをご教授いただいたほか、本研究においても数多くの助言を頂きました。柳田昭平教授には、ゼミ等で基礎的な物理や研究に必要な知識をご教授いただきました。深く感謝いたします。

広島大学の高橋弘充助教、伊藤亮介さんには X 線データ解析手法を丁寧に教えていただき感謝いたします。

研究室の同期である、梅原克典君、加賀谷美佳さん、浜田大数君、工藤智貴君には、授業や研究生活等様々な面で支えていただきました。また、M1 の杉山重実君、田中駿也君、田中洋輔君、馬場浩則君には、頼りない先輩であったかも知れませんが一緒に研究ができたことをうれしく思います。ありがとうございました。

また本研究を行うにあたり、笹川科学研究助成による援助を頂きました。

最後に、様々な面でサポートしてくれた両親、友人に感謝いたします。本当にありがとうございました。

関連図書

- [1] Anchordoqui, L., Paul, T., Reucroft, S., & Swain, J. 2003, *International Journal of Modern Physics A*, 18, 22298
- [2] Hillas, A. M. 1984, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 22, 425
- [3] 小山勝二・嶺重慎 著 日本評論社 「シリーズ 現代の天文学 8 ブラックホールと高エネルギー現象」
- [4] Greisen, K. 1966, *Physical Review Letters*, 16, 748
- [5] Puget, J. L., Stecker, F. W., & Bredekamp, J. H. 1976, *ApJ*, 205, 638
- [6] Waxman, E., & Miralda-Escude, J. 1996, *ApJ*, 472, L89
- [7] Takami, H., Yoshiguchi, H., & Sato, K. 2006, *ApJ*, 639, 803
- [8] Abraham, J., Abreu, P., Aglietta, M., et al. 2010, *Astroparticle Physics*, 33, 108
- [9] Pierre Auger Collaboration, Abreu, P., Aglietta, M., et al. 2010, *Astroparticle Physics*, 34, 314
- [10] The Pierre Auger Collaboration, Abreu, P., Aglietta, M., et al. 2011, arXiv:1107.4809
- [11] 片岡淳, 東京大学博士論文, 2000
- [12] Fossati, G., Maraschi, L., Celotti, A., Comastri, A., & Ghisellini, G. 1998, *MNRAS*, 299, 433
- [13] 片岡淳, 日本物理学会誌, vol56, No.3, 2001
- [14] NASA Fermi HomePage <http://fermi.gsfc.nasa.gov/>
- [15] Hartman, R. C., Bertsch, D. L., Bloom, S. D., et al. 1999, *ApJS*, 123, 79
- [16] Nolan, P. L., Abdo, A. A., Ackermann, M., et al. 2012, *ApJS*, 199, 31
- [17] LAT Specifications & Performance
<http://fermi.gsfc.nasa.gov/science/instruments/table1-1.html>
- [18] NASA CGRO HomePage <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/egret/>
- [19] Atwood, W. B., Abdo, A. A., Ackermann, M., et al. 2009, *ApJ*, 697, 1071
- [20] Fermi-LAT Data Analysis <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/>

- [21] Ackermann, M., Ajello, M., Albert, A., et al. 2012, ApJS, 203, 4
- [22] LAT Data Selection Recommendations http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/documentation/Cicerone/Cicerone_Data_Exploration/Data_preparation.html
- [23] Mattox J. R. et al 1996, ApJ, 461, 396
- [24] Likelihood Model Fitting
http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/documentation/Cicerone/Cicerone_Likelihood/Fitting_Mode
- [25] MINUIT <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/minmain.html>
- [26] Pe'er, A., & Loeb, A. 2012, JCAP, 3, 7
- [27] Takami, H. 2011, MNRAS, 413, 1845
- [28] Takami, H., Yoshiguchi, H., & Sato, K. 2006, ApJ, 639, 803
- [29] <http://maxi.riken.jp/top/>
- [30] Matsuoka, M., Kawasaki, K., Ueno, S., et al. 2009, PASJ, 61, 999
- [31] NASA's HEASARC Tools : nH Column Density <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/Tools/w3nh/w3nh.pl>
- [32] XSPEC Home Page <http://heasarc.nasa.gov/xanadu/xspec/>